Office – Peters Ro

Oberlin College Library
SEP 15 '22
Not to be drawn

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Reichsmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Reichsmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Reichsmark —.35, Beilagen mit Reichsmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 15. Ausgegeben am 1. August 1927. No. 739. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

F. Maske, Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Dämpfen. I. — Benzophenon. S. 533—545.

P. Hermanspann, Zur Induktivität von Eisendrosseln. S. 546.

K. Széll, Über die Rotationsschwingungsentropie der zweiatomigen Gase. S. 546—549.

D. Nasledow und P. Scharawsky, Die Abhängigkeit der Gesamtintensität der Röntgenstrahlung von der Stromstärke in der Röntgenröhre. I. S. 549—554.

W. Alexandrow, Bemerkung über den Zusammenhang der spezifischen Strahlungsintensität mit der Strahlungsdichte. S. 555.

H. Lachs und J. Biczyk, Zur Methodik des Strömungspotentials. S. 556—558.

Besprechungen:

E. Gehrcke, Handbuch der Physikalischen Optik. I. S. 558—559.

H. Lorenz, Lehrbuch der Technischen Physik. S. 559.

O. Meißner, J. Picht und R. Berger, Seismometrische Beobachtungen in Potsdam in der Zeit vom 1. Jan. 1919 bis 31. Dez. 1924. S. 559.

W. Schweydar und H. Reich, Künstliche elastische Bodenwellen als Hilfsmittel geologischer Forschung. S. 559—560.

T. Levi-Civita und Amaldi, Lezioni di meccanica razionale. S. 560.

M. Lecat, Coup d'oeil sur la théorie des déterminants supérieurs dans son état actuel. S. 560.

A. Fraenkel, Zehn Vorlesungen über die Grundlegung der Mengenlehre. S. 560.

W. Volkmann, Die Linsenoptik in der Schule. S. 560—561.

H. Günther, Physik für Alle. S. 561.

G. v. Hevesy, Die seltenen Erden vom Standpunkte des Atombaues. S. 561.

R. J. Meyer, Deutsche Chemische Gesellschaft. S. 561—562.

R. Schwarz, Anorganische Chemie. S. 562.

F. Hund, Linienspektren und periodisches System der Elemente. S. 562.

Handbuch der Experimentalphysik. Bd. 21. S. 562 bis 563.

E. Pascal, Repertorium der höheren Mathematik. S. 563.

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. S. 563.

T. Bergeron und G. Swoboda, Wellen und Wirbel an einer quasistationären Grenzfläche über Europa. S. 563—564.

Angebote. S. 564.

Personalien. S. 564.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Wissenschaftliche Optik

aus

Kalkspat
Quarz
Flußspat
Gips u. Glimmer
Steinsalz
Glas

B. Halle Nachfl.
Optische Werkstätten
Berlin-Steglitz.

Tesla

bis ½ Kilowatt-Leistung, zum direkten Anschluß an die Lichtleitung, verblüffende Leistungen

*

Alle Hochspannunggeräte

Als Spezialität:
Moderne Röntgenapparaturen höchster Leistung

*

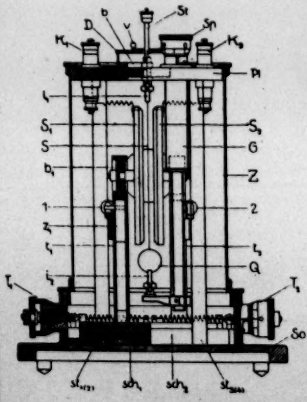
Fordern Sie ausführliche Listen

*

Dr. B. Thieme
Fabrik wissenschaftl.-techn. Apparate
Berlin-Tempelhof
Kaiser-Corso 3 / Gegründet 1908
(vormals Baltic-Werke Berlin-Düren-Warnemünde)

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 15. 1. August 1927. 28. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 17 am 10. August 1927.

INHALT:

Originalmitteilungen:

F. Maske, Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Dämpfen I; — Benzophenon. S. 533.

P. Hermanspann, Zur Induktivität von Eisendrosseln. S. 546.

K. Szèll, Über die Rotationschwingungsentropie der zweiatomigen Gase. S. 546.

D. Nasledow u. P. Scharawsky, Die Abhängigkeit der Gesamtintensität der Röntgenstrahlung von der Stromstärke in der Röntgenröhre. I. S. 549.

W. Alexandrow, Bemerkung über den Zusammenhang der spezifischen Strahlungsintensität mit der Strahlungsdichte. S. 555.

H. Lachsu. J. Biczyk, Zur Methodik des Strömungspotentials. S. 556.

Besprechungen:

E. Gehrcke, Handbuch der Physikalischen Optik. Bd. I. S. 558.

H. Lorenz, Lehrbuch der Technischen Physik. S. 559.

O. Meißner, J. Picht u. R. Berger, Seismometrische Beobachtungen in Potsdam in der Zeit vom 1. Januar 1919 bis 31. Dezember 1924. S. 559.

W. Schweydar u. H. Reich, Künstliche elastische Bodenwellen als Hilfsmittel geologischer Forschung. S. 559.

T. Levi-Civita u. Amaldi, Lezioni di meccanica razionale, S. 560.

M. Lecat, Coup d'oeil sur la théorie des déterminants supérieurs dans son état actuel. S. 560.

A. Fraenkel, Zehn Vorlesungen über die Grundlegung der Mengenlehre. S. 560.

W. Volkmann, Die Linsenoptik in der Schule. S. 560.

H. Günther, Physik für Alle. S. 561.

G. v. Hevesy, Die seltenen Erden vom Standpunkte des Atombaues. S. 561.

R. J. Meyer, Deutsche Chemische Gesellschaft. S. 561.

R. J. Meyer, Deutsche Chemische Gesellschaft. S. 561.

R. Schwarz, Anorganische Chemie. S. 562.

F. Hund, Linienspektren und periodisches System der Elemente. S. 562.

Handbuch der Experimentalphysik. S. 562.

E. Pascal, Repertorium der höheren Mathematik. S. 563.

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. S. 563.

T. Bergeron und G. Swoboda, Wellen und Wirbel an einer quasistationären Grenzfläche über Europa. S. 563.

Angebote. S. 564.

Personalien. S. 564.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Dämpfen I; — Benzophenon.

Von Fritz Maske.

I. Einleitung.

Der Zweck der vorliegenden auf Veranlassung von Herrn Professor Krüger ausgeführten Arbeit war, die Dielektrizitätskonstante (abgekürzt D.K.) von Substanzen, die im flüssigen Zustand einen besonders hohen dielektrischen Wert haben, im gasförmigen Zustand zu untersuchen, und an ihnen die Clausius-Mosottische Beziehung (1) in ihrer Gültigkeit über die Grenzen der Aggregatzustände hinaus zu prüfen. Bekanntlich muß nach dieser Beziehung der Ausdruck

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} = \text{konstant}, \qquad (1)$$

wo ε die D.K. und d die Dichte bezeichnet, eine für jede Substanz individuelle Konstante und von Temperatur, Druck und Aggregatzustand unabhängig sein. Während sich G. Rudorf (3) in einer Zusammenstellung gegen die Bestätigung der Clausius-Mosottischen Beziehung beim Übergang vom dampfförmigen auf den flüssigen oder festen Aggregatzustand ausspricht, folgt nach einer Zusammenstellung von K. F. Slotte (4), daß die Beziehung für den Fall, daß die Umrechnung gasförmig-flüssig besonders bei den Flüssigkeiten mit sehr hoher D.K. nicht zutrifft, doch die Umrechnung gasförmig-fest übereinstimmende, bzw. vergleichbare Werte ergibt. Dieser von Slotte behauptete Zusammenhang zwischen der D.K. des dampfförmigen und des festen Aggregatzustandes bei im flüssigen Zustande anormal sich verhaltenden Substanzen sollte vor allen Dingen geprüft werden, um im Falle einer Bestätigung wenigstens eine Schätzung der D.K. solcher festen Körper z. B. von Metallen zu ermöglichen, deren D.K. direkt nicht bestimmt werden kann. Darüber hinaus aber sollte die Temperaturabhängigkeit der D.K., wie sie in der Theorie von Debye und anderen gegeben ist, geprüft werden.

II. Versuchsanordnung.

a) Als Versuchsanordnung schlug Herr Professor Krüger die Überlagerungsmethode zweier durch Röhrensender erzeugter hoch-

frequenter Schwingungen vor, die sich nach angestellter Berechnung, sowie nach experimentellen Untersuchungen von J. Herweg (5) und Pungs und G. Preuner (6), als genügend empfindlich zur Bestimmung der D.K. von Gasen erweisen mußte. Eine bestimmte Versuchsanordnung wurde nicht nachgebildet, sondern nur die allgemeinen Grundzüge von Schwingungsanordnungen, wie sie bei J. Herweg, L. Pungs und G. Preuner und H. Möller (7) angegeben sind, verwendet. Die von mir endgültig benutzte Anordnung ist aus der Fig. 1 ersichtlich.

Ein den vorliegenden Verhältnissen ungefähr entsprechendes Zahlenbeispiel möge ein Bild von der Größe der Tonänderung ergeben. Nach der Thomsonschen Schwingungsgleichung für ungedämpfte Wellen ist die Frequenz n eines Schwingungskreises bekanntlich gegeben durch

$$n = c/2\pi\sqrt{L_{[cm]}\,C_{[cm]}}.$$

Unter der Voraussetzung, daß alle Größen des Schwingungskreises bis auf C konstant bleiben, ergibt sich

$$\frac{dn}{dC} = \frac{1}{2}\left(\frac{c}{2\pi\sqrt{L}}\right)\frac{1}{C\sqrt{C}}. \qquad (2)$$

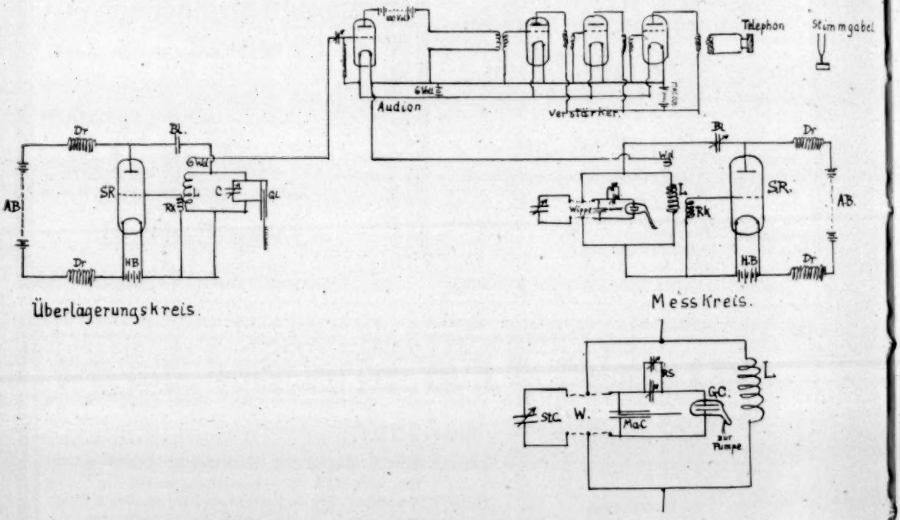


Fig. 1 u. 1a.

Durch zwei Senderöhren SR werden in zwei Schwingungskreisen, dem Meß- und Überlagerungskreis, ungedämpfte Schwingungen von ungefähr $3 \cdot 10^6$, bzw. $3{,}002 \cdot 10^6$ Frequenzen pro Sekunde erzeugt, die sich in dem sehr lose gekoppelten Audionkreise überlagern und hier Schwebungen von 2000 Frequenzen pro Sekunde ergeben, die über das Audion auf den Verstärker einwirken und im Telephon einen lauten klaren Ton hervorrufen. Alle Teile der Schwingungskreise werden nun ungeändert gelassen bis auf den Gaskondensator, dessen Kapazität durch das Dielektrikum der zu untersuchenden Substanzen geändert wird. Die dadurch hervorgerufene Änderung der Meßkreisfrequenz und damit der Schwebungstonhöhe ergibt so ein Maß für die Größe der D.K. der betr. Substanz.

Die in der Versuchsanordnung gewählten Größen sind für L ungefähr 10000 cm für $C = 48{,}4$ cm. Durch Beschicken des Gaskondensators mit gasförmigem CO_2 von 0^0 und 760 mm Hg ist dC ungefähr $1 \cdot 10^{-3}$ und dn wird etwa 1000/sec.

Die Schwebungstonfrequenz n_t ist bekanntlich die Differenz der sich überlagernden Schwingungen n_1 und n_2. n_t war zu 2000/sec eingestellt und dn wurde 1000/sec, d. h. der gewählte Schwebungston von 2000 Schwingungen pro Sekunde ändert sich um eine Oktave und ergibt so ein bequemes Maß für die Größe der D.K. Jedoch wurde nicht direkt die Tonskala als Maß benutzt, sondern die Tonänderung $\triangle n_t$ durch Änderung des parallel geschalteten Maßkondensators (MaC Fig. 1a) rückgängig gemacht und diese Verschiebung abge-

lesen. Da nun $\triangle n_t$ 1000 beträgt und andererseits eine Schwebung des Telephontones mit der Stimmgabel auf eine pro Sekunde gut meßbar wäre, würde sich theoretisch eine Meßgenauigkeit von wenigstens 0,1 Proz. für $(\varepsilon - 1)$ von CO_2 ergeben, die aber praktisch infolge anderer Einflüsse, wie später gezeigt wird, bei den Messungen von Dämpfen zum Teil nicht erreicht werden kann.

In der Fig. 1 bzw. 1a, die lediglich die Kondensatoranordnung aus Fig. 1 vergrößert darstellt, sind folgende Bezeichnungen gewählt:

Der rechte Kreis ist der Meßkreis, der linke der Überlagerungskreis. Mit beiden ist durch je eine Windung *Wd* sehr lose der offene Audionkreis gekoppelt. *SR* sind zwei besonders ausgesuchte 10 Watt Senderöhren mit Netzanoden von der Studiengesellschaft für Leuchtröhren. Diese Röhren erwiesen sich für vorliegende Zwecke als sehr günstig, da die erzeugten Schwingungen bei einer Anodenspannung von 100 Volt nach etwa einstündigem Betrieb äußerst konstant wurden. *HB* sind die Heizakkumulatoren. *AB* die Anodenbatterien von 100 Volt, bestehend aus Hochspannungsakkumulatoren, von denen zur Erhöhung der Kapazität mehrere parallel geschaltet waren. *Dr* sind Drosselspulen von etwa 10000 Windungen. Eine genügend hohe Abdrosselung erwies sich als notwendig, um von äußeren Störungen befreit zu sein. *Bl* sind Blockkondensatoren. Als Selbstinduktionsspule *L* war ein 1 mm starker Emaillelitzendraht in 10 nebeneinander liegenden Windungen auf Papprohr von 5,4 cm Durchmesser gewickelt. Der Induktionskoeffizient ergibt sich nach H. Rein u. K. Wirtz (8) zu 9000 cm. Dieser verhältnismäßig kleine Koeffizient ist, wie aus Gleichung (2) ersichtlich, notwendig für genügend großes $\triangle n_t$. Die Rückkoppelungsspulen *Rk* bestanden aus gleichem Material. Als Kondensatoren wurden außer den Gas- und Maßkondensatoren Luftdrehkondensatoren verwendet. Zur bequemeren Einstellung wurden an die Drehknöpfe der Kondensatoren etwa 20 cm lange Holzhebel befestigt, die an den Enden durch eine Mikrometerschraube mit Druckfedern genau eingestellt werden konnten. Die Wippe *W* diente dem Zwecke, die Konstanz der Schwingungen zu prüfen, indem von Zeit zu Zeit, meistens vor und nach einer Messung statt des Gaskondensators der Standardkondensator (*StC* Fig. 1a) eingesetzt wurde, der auf gleiche Kapazität wie der Gaskondensator eingestellt war. Die Wippe mußte äußerst stabil sein und guten Kontakt gewähren. Als Audion diente eine Verstärkerröhre von gleichem Typ, wie sie im benutzten Verstärker von der A.E.G., Type *K*, Fig. 1, eingebaut sind. Der Ton war laut und rein, wenn keine Störungen vorlagen. Ein Detektor, wie von Pungs und Preuner (6) in ihrer Schaltung angegeben, ist nach meinen Erfahrungen für Messungen nicht geeignet, sondern der Hauptgrund für Störungen, indem sein Widerstand durch zufällig entstehende Schwingungen, z. B. beim Einschalten von Motoren und dergl., sich ändert und damit der dämpfende Einfluß des Detektorkreises auf die Schwingungskreise selbst. Diese Fehlerquelle fiel durch die Audionschaltung fort. Mittels des Verstärkers war ein dauerndes Beobachten der Schwingungen durch den Lautsprecher ermöglicht. Der Maßkondensator (*MaC* Fig. 1a) war ähnlich dem von Nernst (9) benutzten. Zwei Aluminiumstreifen von 1 cm Breite und 25 cm Länge standen sich im Abstand von 1 cm gegenüber. Durch Zwischenschieben einer Glasplatte von 30 m Länge, 5 cm Breite und 1 mm Stärke konnte die Kapazität geändert und die Verschiebung an einer untergelegten Skala abgelesen werden. Da die Werte für die D.K. der einzelnen Substanzen sehr verschieden waren und zum Teil die Kapazität des Glasplattenkondensators nicht ausreichte, wurde außerdem die von H. Riegger (10) angegebene Schaltung (*RS* Fig. 1a) eingebaut, indem in Reihe mit dem Gaskondensator (*GC*) zwei unter sich parallel geschaltete Drehkondensatoren von 3000 und 300 cm Kapazität lagen. Zu allen drei lag parallel der Maßkondensator (*MaC*); genügte dieser nicht, so wurde die Rieggersche Schaltung benutzt. Der Glasplattenkondensator (*Gl* Fig. 1) im Überlagerungskreis diente lediglich zur Feineinstellung der Schwebungstonhöhe. Die ganze Anordnung, außer den Pumpen und den Anodenbatterien, befand sich auf einem Tisch. Die Zuleitungen waren durch Übergießen mit Paraffin erschütterungsfrei verlegt. Die Akkumulatoren konnten durch eine Hebelumschaltung sogleich an Ort und Stelle geladen werden.

Den wichtigsten Teil der Versuchsanordnung bildete der Gaskondensator (*GC* Fig. 1a). Da die Änderung der Kapazität durch gasförmige Körper schon bei 760 mm Druck im allgemeinen klein ist und man bei den Metalldämpfen zudem nur einige Zentimeter Druck erreichen konnte, würde auf den Gaskondensator besonderes Augenmerk gerichtet. Die äußeren Abmessungen waren beschränkt durch das vakuumdichte Einschmelzen in Glas und das gleichmäßige Erhitzen des gesamten Dampfraumes bis auf 500° C. Das Metall- und Isolationsmaterial durfte durch die Substanzen nicht angegriffen, leitend gemacht und zerstört werden. Demgemäß mußten je nach der zu untersuchenden Substanz verschiedene Arten von Kondensatoren benutzt werden. Der von H. Riegger (10) benutzte und hier

vorhandene Kondensator entsprach im allgemeinen den Anforderungen zur Bestimmung der D.K. von Benzophenon- $(C_6H_5)_2CO$ Dampf. Gemäß der höheren Temperatur von 218° C wurde die Bernsteinisolation durch Glimmer ersetzt. Nun erwies es sich beim Eichen des Kondensators mit Wasserstoff, Luft und Kohlendioxyd unbedingt notwendig, das Evakuieren und Beschicken mit Gasen äußerst langsam vorzunehmen, was H. Riegger beim Messen sicher auch beobachtet haben wird, aber in seiner Arbeit nicht erwähnt hat. Denn eine schnelle, oder gar plötzliche Druckänderung rief eine derartige Verzerrung des Plattensystems hervor, daß die Werte für die genannten Vergleichssubstanzen sich bis zu 50 Proz. als falsch ergaben. Der Hauptgrund war die Temperaturänderung des Kondensators infolge der äußeren Arbeitsleistung bei der Druckänderung der Gase. Daß die Änderung von der Temperatur herrührte, wurde durch Erwärmen über einer Flamme nachgewiesen. Denn beim Erwärmen vergrößerte sich die Kapazität, die geometrisch durch Fläche und Abstand der Platten gegeben ist, infolge der doppelt so großen Flächenausdehnung der Platten als der linearen des Abstandes. Demnach wurden die Stücke, die die Entfernung der Platten bestimmten, aus Aluminium, die Platten dagegen aus Eisen, das ungefähr den halben Ausdehnungskoeffizienten des *Al* hat, gewählt. So gelang es, diesen Fehler zu eliminieren. Fig. 2 zeigt den Kondensator, wie er für diese Messungen diente. Die Platten 1, 3, 5 bilden das eine System und sind durch *Al*-Streifen (gestrichelt gezeichnet) und Niete fest vernietet, Platte 2 und 4 sind das andere System und werden durch Glimmerringe und die Schrauben *c* und *d* in bestimmtem Abstand von dem ersten System gehalten. Die Schrauben *a* und *b* dienen den freien Enden der zugehörigen Plattenpaare als Halt und gehen durch die Druckbohrungen *e* der anderen Platten hindurch. Die Größe der Platten war 11×4 cm, der Abstand ungefähr 0,1 cm und die Plattenzahl 11; in der Fig. 2 sind der Übersicht halber nur 5 Platten gezeichnet. Um die mechanischen Spannungen des Kondensatorsystems auszugleichen, wurde es „gealtert", d. h. oft in der Flamme erwärmt und dann wieder gekühlt. Beim Erhitzen trat häufig ein Aussetzen der Schwingungen ein, da sich Wasser auf den Isolationsringen kondensierte und diese leitend wurden. Über 100° C setzten die Schwingungen wieder ein. Die Tonänderung, die von einer auftretenden Leitfähigkeit herrührte, ist leicht von der Tonänderung durch das Dielektrikum selbst zu unterscheiden, da der Ton unrein und kratzend wird. Diese Erscheinung war später für die Kaliumdampfmessung wichtig. Wenn, wie oben gesagt, durch die gewählte Kompensation die thermischen Einflüsse auf die geometrische Kapazität des Kondensators ausgeschaltet wurden, so trat nach dem Einschmelzen in Glas beim Erhitzen wiederum eine Änderung von gleicher Größe auf, die sich als die Leitfähigkeit des Glases herausstellte. Diese zu kompensieren wäre zu umständlich gewesen; sie mußte durch genügendes Konstanthalten der Ofentemperatur auf einem bestimmten Wert gehalten werden. Die thermischen Einflüsse sind die Gründe für die Abweichungen der einzelnen Meßresultate; alle anderen Einflüsse sind durch die geeignet gewählte Versuchsanordnung von geringer Bedeutung.

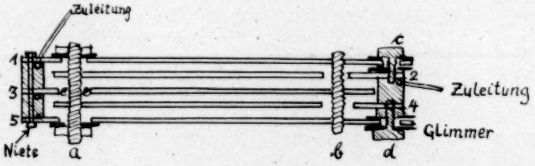


Fig. 2.

Die Kondensatoren wurden in Glas eingeschmolzen. Bis zu Temperaturen von 360° C genügte gewöhnliches Glas, während für die Temperaturen bis 510° C sich vorzüglich das Molybdänglas 1447 III von Schott, Jena bewährte, in das sich *Mo*-Draht als Zuführung vakuumdicht einschmelzen läßt. Erwähnt sei, daß der *Mo*-Draht sich am besten in einer Wasserstoffflamme ohne Luftzufuhr vakuumdicht in das Glas einschmelzen läßt.

In der Thomson-Schwingungsgleichung ist vorausgesetzt, daß die Schwingung ungedämpft verläuft. Für die Konstanz der Schwingung ist nun nicht allein die Konstanz von L und C notwendig, sondern außer der Gesamtkapazität C'

der Anordnung vor allem der Röhrenwiderstand. Denn die Röhre bildet gemäß Fig. 3 einen Ohmschen Widerstand W_R, der parallel zum Schwingungskreise liegt.

Der Röhrenwiderstand ist bekanntlich

$$\frac{de_a}{di_a} \text{ für } e_g = \text{konst.}$$

e_a = Anodenspannung, i_a = Anodenstrom, e_g = Gitterspannung.

Da i_a nach der Richardsonschen Formel

$$i_a = O \cdot a \sqrt{T} \cdot e^{-\frac{b}{T}}$$

eine exponentielle Funktion der absoluten Temperatur des Glühfadens ist, muß bei den Messungen auf äußerst konstante Heizung des

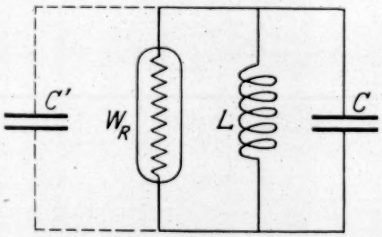


Fig. 3.

Fadens geachtet werden. Konstante Verhältnisse traten bei den Röhren meistens erst nach einstündigem Betriebe auf. Auch sind daher Röhren mit geringem Heizstrom nicht günstig.

Die verschiedenen Methoden zur Messung der D.K.

Um den Kondensator zu heizen und auf einer konstanten Temperatur zu halten, war ein Dampfbad das Gegebene. In einem doppelwandigen Thermostat (Fig. 4), der nach dem Prinzip, wie im Ostwald-Luther angegeben, gebaut war, wurde das Kondensatorgefäß erhitzt. Als Siedeflüssigkeit diente Naphtalin.

Da bereits für die Messungen von Hg die Temperatur von 218° C zu niedrig war und es schließlich eine geeignete Siedeflüssigkeit für 500° C kaum gibt, mußte für weitere Messungen ein elektrisch geheizter Ofen verwendet werden, wenngleich in ihm eine so gleichmäßige Temperaturverteilung wie in einem Dampfbad nicht zu erzielen ist. Um hinreichende Temperaturgleichheit des elektrischen Ofens (Fig. 5) zu erhalten, wurde der 0,5 mm starke bifilar gelegte Fe-Draht auf ein mit Marquardtmasse dünn bestrichenes Fe-Rohr von 5 mm Wandstärke, 7 cm Durchmesser und 30 cm Länge gewickelt. Damit die Enden des Fe-Rohres nicht zu stark durch die Wärmeleitung gekühlt würden, bildeten den Abschluß des Heizrohres 3 cm lange

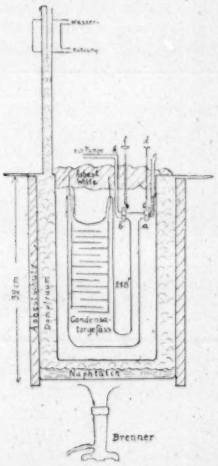


Fig. 4.

Tonrohre von ebenfalls 7 cm Durchmesser. Zum Wärmeschutz wurde dieses Heizrohr in einen Kasten mit Kieselgur eingebettet. Die Zuleitungsdrähte wurden durch einen Zweimikrofarad-Blockkondensator überbrückt, das Ofeninnere wurde geerdet. Die Enden des Heizraumes wurden durch Asbestwolle abgeschlossen. Die Temperaturverteilung war trotz des Metallzylinders nicht vollständig gleichmäßig. Konstant gehalten wurde die Temperatur unter Beobachtung eines Thermometers bzw. Thermoelements durch beständiges Regulieren der Heizstromstärke.

Das Beschicken des Kondensators mit Dämpfen geschah nach verschiedenen Methoden: Als erste wurde die von G. Pohrt (12) in geringer Abänderung gewählt, während die anderen neu sind und den jeweiligen Versuchen angemessen, gewählt wurden.

Die Methode nach G. Pohrt (12) war folgende: Der Kondensator wurde in ein Glasgefäß, wie in Fig. 4 ersichtlich, eingeschmolzen. Das unten angesetzte Rohr bog nach oben um und hatte eine Verzweigung mit den beiden Glashähnen a und b. An diese Glashähne waren die Verlängerungsstücke d und f angeblasen, um sie

außerhalb des erhitzten Raumes drehen zu können. Durch den Hahn *b* konnte das Kondensatorgefäß vakuiert werden, während durch Drehen des Hahnes *a* einige Tropfen der im oben offenen Rohre *e* befindlichen, zu untersuchenden Substanz hineingelassen werden konnten. War der Hahn *b* geschlossen, so verdampften die Tropfen und der Dampf vergrößerte die Kapazität dieses Kondensators. Die dadurch bewirkte Änderung der Schwingungsfrequenz sowie der Schwebungstonhöhe wurde durch Verkleinerung des parallel geschalteten geeichten Maßkondensators (*MaC* Fig. 1a) rückgängig gemacht und die Verschiebung des Maßkondensators aufgeschrieben. Sodann wurde

Hahn *b* geöffnet, die Dämpfe bzw. die überschüssige Substanz abgepumpt und in einer Vorlage aufgefangen. Die durch das Abpumpen bewirkte Verkleinerung wurde, wie eben beschrieben, am Maßkondensator abgelesen und notiert. Hatte der Kondensator oder die Schwingungsanordnung sich nicht durch andere Einflüsse oder Störungen geändert, so mußte man vor und nach der Messung denselben Nullpunkt erhalten. Sehr unangenehm bei dieser Meßmethode war, daß die Hähne nach dem Anheizen sich oft nicht drehen ließen und abbrachen, wenn das Fett verdampft war. Daher wurde halbstündlich den Hähnen durch ein Röhrchen Fett zugeführt. Das Drehen der Hähne mußte natürlich ohne jede Erschütterung geschehen, wie überhaupt die ganze Anordnung erschütterungsfrei aufgebaut sein mußte.

Infolge des häufigen Zerspringens des Glases und der Notwendigkeit, später Temperaturen bis 500° C benutzen zu müssen, wurde ein nach ähnlichem Prinzip gebautes eisernes Gefäß geschweißt. Doch ließen sich die Eisenhähne bei der beginnenden Rotglut nur schwer drehen und schlecht dichten. Ferner erwies sich der entsprechend gebaute große elektrische Ofen in seiner Temperaturverteilung zu ungleichmäßig. Daher wurde eine geeignetere Methode ersonnen.

Die erste zweckmäßige Neuanordnung ist in Fig. 5 dargestellt. Der Kondensator wurde in Glas von passendem Querschnitt eingeschmolzen und hatte nach der einen Seite einen Ansatz von kleinerem Durchmesser. Hierin befand sich die zu untersuchende Substanz. Das Gefäß war gut evakuiert und an der Stelle *c* abgeschmolzen.

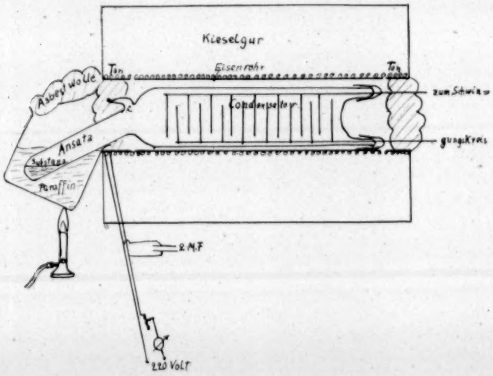


Fig. 5.

Der Teil mit dem Kondensator steckte im elektrischen Ofen, während der Ansatz in ein Paraffinbad tauchte und langsam erwärmt wurde. Bei den Versuchen über 300° C wurde der Ansatz elektrisch erwärmt. Diese Methode des Beschickens ist zwar insofern umständlich, als für jede Substanz die Abschmelzstelle abgebrochen und nach Reinigung des Ansatzes von neuem zugeschmolzen werden muß. Die Reinigung war einfach, indem der Ansatz erhitzt und das Gefäß evakuiert wurde. Dann destillierte die Substanz vollständig heraus. Dagegen überwiegt der Vorteil, daß sehr wenig Substanz genügt und die Hähne und die damit verbundenen Erschütterungen und Bruchgefahren ganz fortfallen. Vor allem ein Vorteil: Während man bei der ersten Methode nur einen Wert für den zur Heizbadtemperatur gehörigen Dampfdruck erhält, kann man zu jeder am Ansatzrohr abgelesenen Temperatur Werte für die Größe des

Dielektrikums erhalten. Man mißt also $(\varepsilon - 1)$ als Funktion der Substanztemperatur t^0 und erhält $(\varepsilon - 1)$ als eine der Dampfdruckkurve ähnlichen Kurve. Trägt man nun $(\varepsilon - 1)$ als Funktion des zu t^0 zugehörigen Dampfdruckes p auf, so muß sich $(\varepsilon - 1)$ als eine lineare Funktion von p ergeben, wenn im Druckbereich bis zu einer Atm. die von L. Boltzmann (13) an einigen Gasen gefundene lineare Beziehung zwischen D.K. und Druck auch bei anderen gasförmigen Substanzen sich bestätigte.

Um nicht erst auf dem Umwege über die Temperatur zur Abhängigkeit der D.K. vom Druck zu gelangen, wurde die zweite Methode noch verbessert, indem es gelang, $(\varepsilon - 1)$ direkt als $f(p)$ zu bestimmen. Zu diesem Zwecke wurde an dem Kondensator ein Manometer, wie aus Fig. 6 ersichtlich, angeblasen. Der Teil von der Anblasestelle bis zu a befand sich, wie der Kondensator selbst, im Ofeninnern auf gleicher Temperatur, während die Kuppe des Manometers außerhalb des Ofens auf eine Nullmarke eingestellt war. Erhöhte sich durch Heizen des Ansatzes der Dampfdruck im Kondensatorgefäß, so hob sich die äußere Kuppe des Manometers und wurde durch eine entsprechende Druckänderung von dieser Seite her auf die Nullmarke zurückgedrückt und der Druck am angeschlossenen Barometer (Fig. 7) abgelesen. Zu bestimmten Druckintervallen wurden die zugehörigen Verschiebungen am Maßkondensator notiert, und so erhielt man direkt $(\varepsilon - 1) = f(p)$. Als Abschlußflüssigkeit im Manometer diente je nach der Temperatur Hg oder Woodsches Metall.

Als weitere Vereinfachung dieser Anordnung wurde zur Vermeidung des Hg-Abschlusses direkt die zu bestimmende Flüssigkeit im Ansatzrohr als Abschluß benutzt, wie in der Fig. 7 ersichtlich.

III. Messungen.

Benzophenon.

Die ersten Messungen mit Benzophenon $(C_6H_5)_2CO$ gestalteten sich bei der Methode nach Pohrt (Fig. 4) in folgender Weise. Der Thermostat wurde 3 Stunden vor der beabsichtigten Messung geheizt. Eine Stunde vor

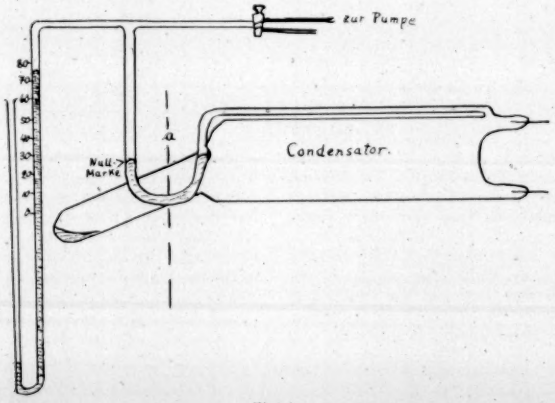


Fig. 6.

der Messung wurden die Sende- und Verstärkerröhren in Betrieb gesetzt, damit sich ein Wärmegleichgewicht einstellte. Dies war in etwa

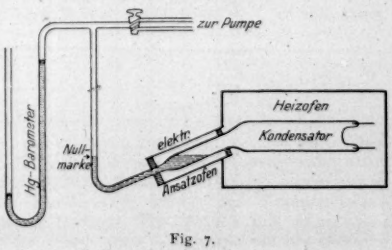


Fig. 7.

$^3/_4$ Stunden erreicht. Dann wurde die Konstanz der Schwingungen beobachtet. Waren die Akkumulatoren gut geladen, so blieben die Schwin-

gungen während mehrerer Stunden konstant. Die Hähne *a* und *b* mußten halbstündlich gelockert und gefettet werden. Das von Kahlbaum bezogene Benzophenon wurde heiß in das Röhrchen *e* eingefüllt. Nach Schließen des Hahnes *b* wurden einige Tropfen Benzophenon durch Öffnen des Hahnes *a* in das evakuierte Kondensatorgefäß eingelassen. Sofort trat eine große Tonänderung ein. Nun zeigte sich, daß 11^{31} waren 14 cm und erst um 12^{05} der maximale Ausschlag von 21,8 cm erreicht. Um 12^{11} wurden durch Öffnen des Hahnes *b* die Dämpfe abgepumpt, und bereits um 12^{15} war der ursprüngliche Nullpunkt wieder erreicht, d. h. der Kondensator war gasfrei. Bei den Wiederholungen der Messung ergab sich immer wieder die gleiche Form der Kurve, so daß ein einzelner Fehler nicht vorliegen konnte. Der

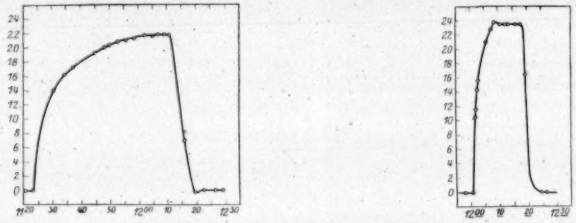


Fig. 8.

der Dampf sich nicht sogleich auf einen endgültigen Wert einstellte, sondern, wie aus der Kurve (Fig. 8) ersichtlich, nach einem anfangs schnellen Anstieg sich erst allmählich einem bestimmten Werte näherte. Als Abszisse ist in Fig. 8 die Zeit aufgetragen und als Ordinate die Verschiebung am Maßkondensator, die notwendig war, um die Änderung der Gaskondensatorkapazität durch den Dampf auszugleichen. Um 11^{22} wurde Benzophenon eingelassen. Um Grund konnte eine Absorption des Dampfes an den Kondensatorplatten sein. Dagegen sprach, daß beim Abpumpen der Dämpfe sich fast sofort der frühere Nullpunkt ergab. Ferner kam eine Abkühlung des Benzophenons durch das Einströmen in das Vakuum in Frage. Diese Annahme konnte experimentell bestätigt werden, indem das Röhrchen *e* elektrisch überhitzt wurde. Dann stellte sich der endgültige Wert fast sofort ein, wie sich aus der Kurve (Fig. 8) ergibt.

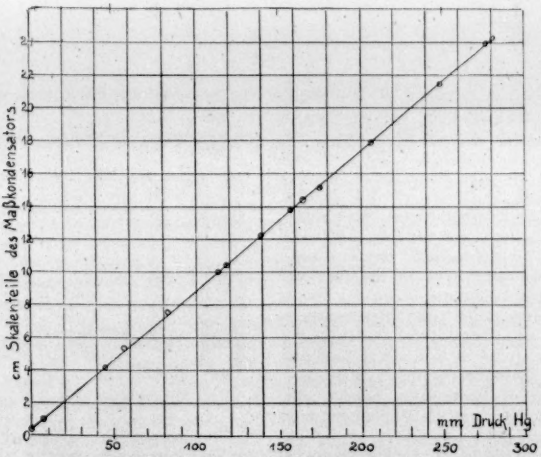


Fig. 9.

Für die Größe der D.K. sind nun nicht die Kurvenformen, sondern nur die maximalen Ausschläge maßgebend. Das Mittel aus den vier gemachten Messungen ist:

23,1 cm $\pm$ 0,9 cm, durchschnittl. Fehler $\pm$ 3,9 Proz.

Um den Wert für die D.K. zu diesen Ausschlägen zu erhalten, wurde der Kondensator mit SO_2 geeicht, das aus $NaHSO_3$ und konz. H_2SO_4 entwickelt und über P_2O_5 zum Trocknen geleitet wurde. In der Kurve (Fig. 10) sind als Ordinate die Verschiebungen des Maßkondensators und als Abszisse die Drucke des SO_2 diesem Gebiete nicht bekannt ist, wurde er durch Siedenlassen unter vermindertem Druck und außerdem durch Einschließen in das Vakuum über Hg bestimmt. Die Werte sind in Fig. 10, Kurve III, graphisch wiedergegeben, die Zahlen längs dieser Kurve sind die gemessenen Werte. Mein Wert von 1,8 cm bei 170° ist in angenäherter Übereinstimmung mit Angelbis und Anschütz (15), die den Dampfdruck bei 170° zu 1,5 cm angeben. Dagegen fällt der Wert von P. Walden (16), 10 mm bei 186—187°, ganz heraus. Der Dampfdruck bei 218° ergibt sich zu 7,3 cm. Multipliziert man

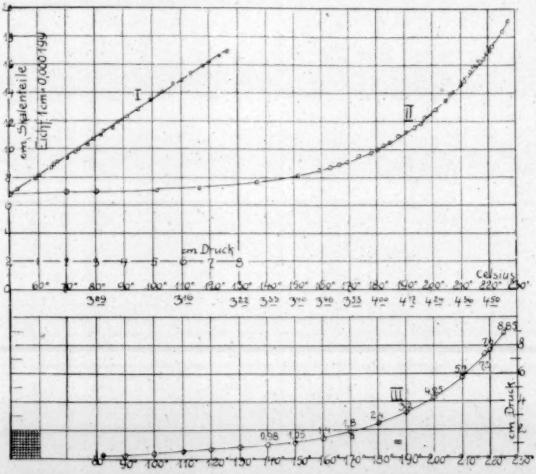


Fig. 10.

im Gaskondensator wiedergegeben. Die gezeichneten Punkte sind Werte aus drei verschiedenen Eichungen und liegen fast völlig auf einer Geraden. Man findet die von L. Boltzmann (13) an Gasen gefundene lineare Beziehung zwischen D.K. und Druck unterhalb einer Atmosphäre bei konstanter Temperatur auch an SO_2 bestätigt. Das Beschicken des Kondensators mit SO_2 mußte wieder langsam vor sich gehen. Die Dauer der Druckänderung von 0—300 mm war etwa 40 Min. Unter Benutzung der von K. Baedeker (14) gemachten Messungen an SO_2 ist die D.K. bei 18,8° C und 760 mm Druck 1,00881, und es ergibt sich demnach in Kurve Fig. 10 für 1 cm Verschiebung ein $(\varepsilon - 1)$ von 0,0001364. Außer diesem Eichfaktor muß man noch den zu 218° gehörigen Dampfdruck des Benzophenons kennen. Da der Dampfdruck in jetzt das Mittel der erhaltenen Werte mit dem Eichfaktor und dem Faktor $\frac{76,0}{7,3}$, so erhält man die D.K.

$$(\varepsilon - 1)^{218°}_{760\,\mathrm{mm}} = 23,1 \cdot 0,0001364 \cdot 10,4$$
$$= 0,0327 \pm 4 \text{ Proz.}$$

Um mich von der Zuverlässigkeit der zweiten Methode gemäß Fig. 5 zu überzeugen, wurden ebenfalls mit Benzophenon Messungen vorgenommen. Als Kondensator wurde das Kompensationsmodell benützt. Das Heizen des elektrischen Ofens mußte etwa 10 Stunden vor der Messung geschehen, damit sich ein Wärmegleichgewicht einstellte. Da der Ofen sich auf eine Temperatur von 255° eingestellt hatte, wurde diese benutzt. Denn bei gleichem Dampfdruck ließ der

geringe Dichteunterschied angenähert gleiche Resultate erwarten. Jedoch war das Ergebnis ein anderes, sodaß es schien, als ob die Methode ungeeignet sei. Denn $(\varepsilon - 1)^{255°}_{760\,mm} = 0{,}0205$ war statt 11 Proz. um 33 Proz. kleiner als der bei 218° nach der ersten Methode gewonnene Wert. Selbst bei einer anderen Messung, wo die Kondensationstemperatur 226° betrug, lag der Wert mit $(\varepsilon - 1)^{226°}_{760\,mm} = 0{,}0295$ um etwa 10 Proz. statt 3 Proz. tiefer. Nachdem aber noch nach der verbesserten Methode, wo $(\varepsilon - 1)$ direkt als $f(p)$ bestimmt wird, drei Messungen an Benzophenon gemacht waren, ergab sich sogar eine ausgezeichnete Übereinstimmung aller Werte, wenn man $(\varepsilon - 1)$ als Funktion der Kondensatortemperatur auftrug (vgl. später Fig. 14, Kurve XI).

Die Messungen von Benzophenondampf nach der zweiten Methode bei einer Kondensatortemperatur von 255° sind in der Fig. 10, Kurve I und II, wiedergegeben. Als Ordinate sind die Skalenteile des Maßkondensators aufgetragen; die Abszisse für Kurve II ist die Temperatur des Ansatzbades und für I der Druck in Zentimetern. Die Zahlen unter den Temperaturgraden sind die Zeiten, zu denen die Temperatur erreicht war. Da sich nämlich die Temperaturmessung im Ansatz selbst schlecht bewerkstelligen ließ, wurde äußerst langsam erwärmt, so daß mit Bestimmtheit auf eine Temperaturgleichheit im Ansatz und in seiner unmittelbaren Umgebung, wo gemessen wurde, gerechnet werden durfte. Z. B. dauerte die Temperaturerhöhung von 80° auf 220° eine Stunde und 41 Min. Außerdem wurde nochmals bei absteigender Temperatur im Bereich zwischen 220° und 210° gemessen, welche Punkte in der Kurve II durch γ angedeutet sind. Sie liegen mit minimalen Abweichungen auf der Kurve. Für die Kurve I (Fig. 10) sind als Abszisse die Dampfdrucke aufgetragen, die Ordinate ist dieselbe wie für Kurve II. Die Kurve I ist aus II und III gewonnen, indem zu einer Temperatur, z. B. 220° in III, der Dampfdruck zu 7,6 cm abgelesen wird und die Ordinate aus II statt bei 220° bei 7,6 cm Druck aufgetragen wird. Gilt für Benzophenon die lineare Beziehung zwischen D.K. und Druck von L. Boltzmann, so müssen sich die übertragenen Punkte in I zu einer Geraden ergänzen, was für I sehr gut der Fall ist. Jetzt läßt sich der Wert für die D.K. aus Druck und zugehöriger Verschiebung berechnen:

$$(\varepsilon - 1)^{255°}_{760\,mm} = 0{,}0205 \pm 1{,}5 \text{ Proz.}$$

In gleicher Weise wurde in Fig. 11 die Kurve IV bei einer Kondensatortemperatur von 226° aus V und aus Fig. 10 Kurve III gewonnen. Auch hier lagern sich die Punkte in IV gut an die Gerade an. Bei 7,3 cm Druck ist der Ausschlag 14,3 cm, und es wird:

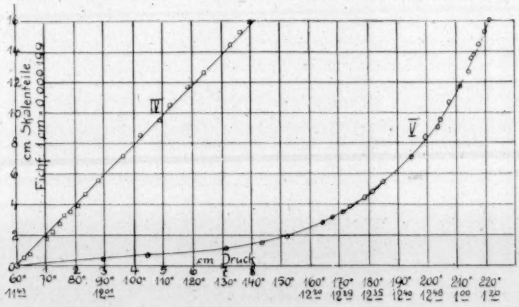


Fig. 11.

$$(\varepsilon - 1)^{226°}_{760\,mm} = 0{,}0295 \pm 1 \text{ Proz.}$$

Obgleich die aus den Kurven sich ergebenden Geraden I und IV für die Zuverlässigkeit der Methode sprachen, wurden, um die verbesserte Methode nach Fig. 6 auch an Benzophenon zu untersuchen, und um zugleich bei einer höheren Temperatur den Wert für die D.K. zu erhalten, drei weitere Messungen gemacht. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Fig. 12, Kurve VI bis VIII, wiedergegeben. Die Ordinaten sind für die drei Kurven die Verschiebungen am Maßkondensator, die Abszissen sind die Drucke, die nach jedesmaliger Einstellung des Manometers auf die Nullmarke (Fig. 6) am Barometer abgelesen wurden. Sie entsprechen den im Kondensator herrschenden Drucken. Die D.K. ergibt sich

wieder als lineare Funktion des Druckes mit Ausnahme des Druckes für 16 cm in Kurve VI und 44 cm in Kurve VII. Die zu den Kurven gehörigen Temperaturen waren für VI 239°, für VII 286° und VIII 336°. Der plötzliche Anstieg ist folgendermaßen zu erklären: Sobald die Temperatur des Ansatzes (Fig. 6) gleich, bzw. höher als die Temperatur des Kondensators ist, muß sich Dampf in dem Kondensatorgefäß flüssig niederschlagen, und dieser sich verflüssigende Dampf ruft die starke Änderung hervor. Experimentell konnte bestätigt werden, daß ein Tropfen Benzophenon genügt, um die Änderung hervorzurufen, indem parallel zu dem Gaskondensator zwei Drähte gelegt wurden, die in ein kleines Reagenzgläschen bis über die Oberfläche von siedendem Benzophenon ragten. Kondensierte sich dann ein Tröpfchen an einem Draht, so stieg der Schwebungston in gleichem Maße wie bei der Messung; fiel das Tröpfchen ab, so war der ursprüngliche Ton wieder vorhanden. — — — Die Abweichungen der Kurve VI von der Geraden beim ersten Anstieg rührt daher, daß durch das Manometer bei einem Versuch Luft von 2 cm Druck durchgeschlagen war, so daß der Druck des Benzophenondampfes um diese 2 cm zu verringern ist.

Wenn bei Kurve VIII die starke Änderung bei höheren Drucken nicht eintritt, so liegt dies daran, daß man bis zu einem Druck von etwa 150—200 cm hätte gehen müssen; denn dieser Druck entspricht schätzungsweise der Temperatur von 336°. Die durch ein ○ umrandeten Punkte sind die Meßpunkte beim Erwärmen des Ansatzes, die durch Dreiecke gekennzeichneten die beim Abkühlen. Die Dauer des Erwärmens und des nachherigen Abkühlens war 7 Stunden.

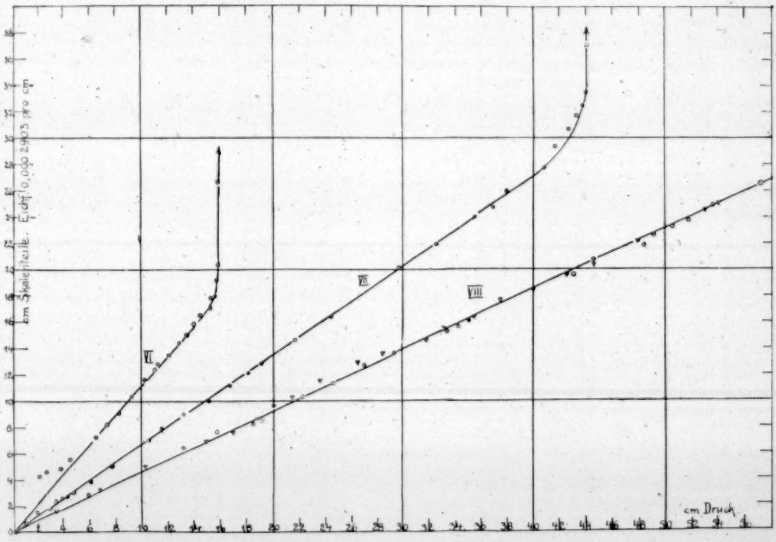


Fig. 12.

Während solcher Zeit mußten die Schwingungen häufiger durch Einschalten des Standardkondensators (Fig. 1a) auf ihre Konstanz geprüft werden, um eine Gewißheit für die Gültigkeit der Resultate zu haben. Wenn die abgelesenen Punkte hauptsächlich bei Kurve VIII zum Teil Abweichungen von der Geraden aufweisen, so lag dies an der schlechten Einstellungsmöglichkeit des Manometers auf die Nullmarke, weil das heiße Woodsche Metall das Glas mit einer braunen Oxydschicht überzog und bei längerer Einwirkung das Glas angriff. Der Gaskondensator bestand hier ganz aus *Al*.

Für die Kurve VI ist mit 10 cm Druckdifferenz eine Verschiebung von 11,1 cm Skalenteilen verbunden; für 76,0 cm Druck würden sich 84,4 cm Skalenteile ergeben, und durch

Multiplikationen mit dem Eichfaktor 0,0002903 pro cm für diesen Kondensator ergibt sich die D. K.:

$$(\varepsilon - 1)^{239^0}_{760\ mm} = 0{,}0246 \pm 0{,}0003.$$

Für Kurve VII ist nach entsprechender Umrechnung

$$(\varepsilon - 1)^{286^0}_{760\ mm} = 0{,}0150 \pm 0{,}0002$$

und für Kurve VIII

$$(\varepsilon - 1)^{336^0}_{760\ mm} = 0{,}0103 \pm 0{,}0003.$$

Will man nun die einzelnen Werte zu einander in Beziehung setzen, so müssen die $(\varepsilon - 1)$ Werte auf gleiche Dichte bezogen werden. Setzt man als Normaldichte d_n, die Dichte bei 0^0 und 760 mm fest, so erhält man die $(\varepsilon - 1)_{d_n}$ Werte durch Multiplikation der $(\varepsilon - 1)_d$ Werte mit $(1 + \alpha t) = \frac{T}{273}$, wo α der Ausdehnungskoeffizient der Gase und T die Temperatur bedeutet. Die Schreibweise $(\varepsilon - 1)^{t_0}_{d_n}$ heißt die bei der Temperatur t^0 gemessene und auf die Normaldichte d_n eines Gases bei 0^0 und 760 mm Hg umgerechnete D. K., vermindert um 1. Die Zusammenstellung der Werte ergibt:

$(\varepsilon - 1)\,10^4$	abs. 491^0 C. 218^0	499^0 226^0	512^0 239^0	528^0 255^0	559^0 286^0	609^0 336^0
bei 76 cm gemessen	327	295	246	205	150	103
bezogen auf d_n	589	538	462	395	306	228

In der Kurve IX (Fig. 13) sind die auf die Normaldichte bezogenen $(\varepsilon - 1)$ Werte als Funktion der Temperatur dargestellt. Anstatt der zu erwartenden Temperaturunabhängigkeit ergibt sich eine sehr starke Abhängigkeit. Nach höheren Temperaturen hin nähert sich die D. K. einem bestimmten Werte, während nach tieferen Temperaturen hin ein starker Anstieg der D. K. wahrzunehmen ist. Zum Vergleich sind in Fig. 14 Kurven von K. Baedeker (14) wiedergegeben für gasförmiges SO_2, CH_3OH und H_2O. Jedoch ist der Temperaturkoeffizient der D. K. dieser Substanzen nicht so groß wie bei Benzophenon, da die Ordinaten in Fig. 14 den vierfachen Maßstab wie in Fig. 13 haben. Der allgemeine Verlauf dieser Kurven ist ein ähnlicher.

Von einer Übereinstimmung der Konstanten kann keine Rede sein. Betrachtet man die verschiedenen Konstanten des gasförmigen Zustandes für sich, so gelingt es aus ihnen eine neue für den Gaszustand charakteristische Konstante zu finden. Herr Professor Krüger wies darauf hin, daß der Verlauf der Kurve 9 (Fig. 13) für eine Hyperbel spräche. Die mathematische Darstellung gelang recht gut. Der aus den letzten beiden Werten errechnete Koordinatenanfangspunkt für die Hyperbel ist 414^0 absolut $= T'$. Es muß demnach bei Bestätigung der Hyperbelform $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d_n}(T - T') = k =$ konstant sein. Die letzte Spalte gibt diese Konstanten an:

T	$T - T'$	$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d_n}$	$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d_n}(T - T') = k$
491^0	77^0	2,38	183
499^0	85^0	2,18	185
512^0	98^0	1,87	184
528^0	114^0	1,605	183
559^0	145^0	1,245	181
609^0	195^0	0,93	183
			183,3 im Mittel.

Die von diesem Mittelwert nur wenig abweichenden Werte bestätigen die Annahme. Rechnet man aus dem Mittel der Konstanten die $(\varepsilon - 1) \cdot 10^4$ Werte zurück, so erhält man

beob.	589	538	462	395	306	228
berechnet	592	535	464	397,5	311	231

Diese neue Konstante erlaubt also die D. K. für jede Temperatur auszurechnen. Die Konstanten der Clausius-Mosottischen Gleichung waren 0,72 und 0,34 für den flüssigen bzw. festen Zustand. Diese Werte hätte der Benzophenondampf bei 396^0 bzw. 673^0 C. erreicht. P. Debye (17) hat theoretisch für die Temperaturabhängigkeit von Gasen folgende Formel abgeleitet:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} \cdot T = a + b \cdot T$$

d. h. die Clausius-Mosottische Konstante mit der absoluten Temperatur multipliziert ist eine lineare Funktion der absoluten Temperatur T, und kürzlich hat Sänger (19) diese Formel durch weitere experimentelle Untersuchungen bestätigt. Die eben von uns aufgestellte Formel ergibt nun keine lineare Beziehung zwischen D. K. und Temperatur. Aber die vorliegenden Messungen sind bei verhältnismäßig tiefer Temperatur, unterhalb des normalen Siedepunktes, ausgeführt. Bei höherer Temperatur, also bei Gasen, würde der Einfluß des Wertes T' in unserer Formel immer mehr zurücktreten und es ergibt sich näherungsweise die Beziehung

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} T = \text{konst.} = k.$$

ε ist bei Gasen nur wenig von 1 verschieden, $\varepsilon + 2$ wird $= 3$ und für Gase gilt die bzgl. $\frac{1}{T}$ lineare Beziehung

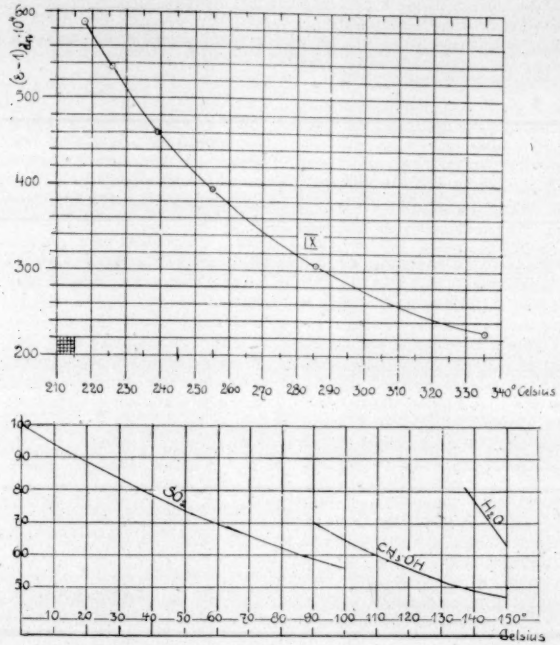


Fig. 13 u. 14.

$$\varepsilon - 1 = \frac{3dk}{T} = \frac{k'}{T}$$

wie Sänger die Formel experimentell bestätigt hat.

Diese Arbeit ist ein Teil meiner Dissertation, welche im hiesigen Physikalischen Institut während der Zeit von S.-S. 1921 bis W.-S. 1923/24 ausgeführt wurde.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor F. Krüger, danke ich herzlichst für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für das der Arbeit stets entgegengebrachte Interesse und für die hilfreiche Unterstützung, mit der er die Arbeit gefördert hat.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität.

Literaturverzeichnis.

1. R. Clausius, Mech. Wärmetheorie **2**, 76, 1879.
2. P. Drude, Physik des Äthers 1894, S. 570.
3. G. Rudorf, Jahrbuch d. Radioaktivität u. Elektronik **7**, 39ff., 1910.
4. K. F. Slotte, Acta societatis fennicae **46**, 6, Über die Beziehung zwischen D. K. und dem spez. Volumen.
5. J. Herweg, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **21**, 572ff. 1919.
6. L. Pungs u. G. Preuner, Physik. Zeitschr. **20**, 543, 1919.
7. H. Möller, Die Elektronenröhren und ihre technische Anwendung, Sammlung Vieweg Heft 49.
8. Rein-Wirtz, Radiotelegr. Praktikum 3. Aufl. 1921, S. 129 und Tab. III.
9. W. Nernst, Zeitschr. f. phys. Chemie **14**, 622, 1894.
10. H. Riegger, Ann. d. Physik **4**, 59, 755, 1919.
11. Ostwald-Luther, Phys.-chem. Messungen 2. Aufl. S. 81.
12. G. Pohrt, Ann. d. Physik **42**, 569, 1913.
13. L. Boltzmann, Wiener Ber. **69**, 795, 1874 und Ann. d. Physik **155**, 408, 1873.
14. K. Baedeker, Zeitschr. f. phys. Chemie **36**, 305, 1901.
15. Angelbis u. Anschütz, Ber. d. Dtsch. chem. Ges. **17**, 165, 1884.
16. P. Walden, Zeitschr. f. phys. Chemie **70**, 576, 1910.
17. P. Debye, Physik. Zeitschr. **13**, 97, 1912.
18. Beilstein. Erg. I 698 und Landolt-Börnstein **5**, 366 u. 1038.
19. K. Sänger, Physik. Zeitschr. **27**, 556, 1926 u. **28**, 445, 27.

(Eingegangen 11. Juli 1927.)

Zur Induktivität von Eisendrosseln.

Von P. Hermanspann.

(Vorläufige Mitteilung.)

Auf Veranlassung von Herrn Professor Zenneck habe ich die Induktivität einer Spule mit einem geschlossenen Kern aus der sog. Hypernik-Eisennickel-Legierung, die wir durch die gütige Vermittlung der Siemens-Schuckert-Werke von der Westinghouse-Comp. erhalten haben, gemessen. Ausgeführt wurde die Mes-

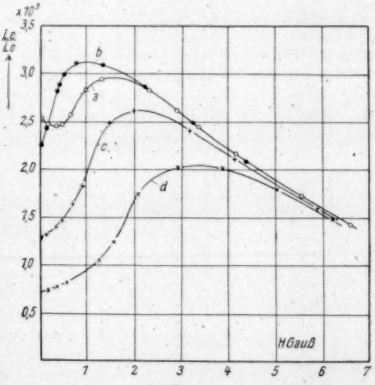


Fig. 1.

sung nach der von R. Strigel[1]) beschriebenen Nullmethode mit praktisch sinusförmigem 500 Periodenstrom. Die Ergebnisse sind in Fig. 1 und 2 dargestellt und zwar sowohl ohne

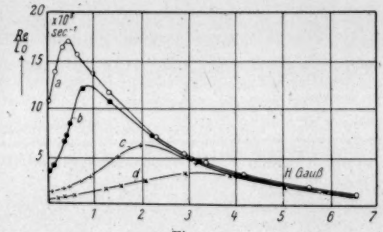


Fig. 2.

Gleichstromvormagnetisierung (Kurve a) als mit den Gleichstromvormagnetisierungen von 0,24 Gauß (Kurve b), 0,94 Gauß (Kurve c), 1,88 Gauß (Kurve d). In Fig. 1 und 2 sind als Abszissen die Effektivwerte der Wechselstromfeldstärke und als Ordinaten die Werte von L_e/L_o (Fig. 1) bzw. R_e/L_o (Fig. 2) aufgetragen. Dabei ist R_e und L_o definiert durch die Beziehung

$$e = i\,(R_e + j\omega L_e),$$

worin i den sinusförmigen Strom, e die Grundschwingung der Spannung an der Drossel bedeutet. L_o ist eine Rechengröße, die physikalisch die Induktivität der Drossel bedeutet für den Fall, daß der Eisenkern fortgenommen würde und die geometrische Form des magnetischen Feldes unverändert bliebe[1]). Bemerkenswert ist die Erhöhung der Induktivität durch sehr schwache Gleichstromvormagnetisierung.

Bezüglich aller Einzelheiten sei auf die ausführliche Arbeit verwiesen, die in einiger Zeit erscheinen und über Messungen auch bei anderen Frequenzen als der angegebenen berichten soll.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

1) R. Strigel, Jahrb. d. drahtl. Tel. **29**, 10, 1927.

1) H. Winter-Günther, Jahrb. d. drahtl. Tel. **29**, 148, 1927.

(Eingegangen 11. Juli 1927.)

Über die Rotationsschwingungsentropie der zweiatomigen Gase[1]).

Von Koloman Széll.

Die mit der absoluten Entropie der zwei- und mehratomigen Gase sich beschäftigenden bisherigen Untersuchungen behandeln die zwei- und mehratomigen Gasmolekeln als starre Körper. Die Bestandteile der Molekeln, die Atomkerne und die Elektronen können aber ihren Ort verändern. Die Atomkerne der Molekeln können infolge der Störungen des Gleichgewichts Schwingungen ausführen. Die Atomkerne der Molekeln entfernen sich voneinander unter der Wirkung der bei der Rotation auftretenden Zentrifugalkraft, sie schwingen jetzt schon um eine andere Gleichgewichtslage, die Bindung der Atomkerne wird weniger stark sein, deshalb hängen die Schwingungszahl und die Energie der Atomkerne von der Rotationsgeschwindigkeit der Molekeln ab. Zwischen den Bewegungen der Elektronen und der Atomkerne der Molekeln treten Wechselwirkungen auf. Wenn die Anordnung der Elektronen sich in einer Molekel verändert, wird auch der Abstand der in der Molekel vorhandenen Atomkerne

1) Teilweise nach einer der Ung. Akademie der Wissenschaften in der Sitzung am 8. November 1926 vorgelegten Arbeit des Verfassers.

Veränderungen erfahren, so daß es sich dem Wesen nach um zwei verschiedene Molekeln handelt.

Die Bestimmung der absoluten Entropie mit der Berücksichtigung der Bewegungen und der Wechselwirkungen der Atomkerne und der Elektronen der Molekeln ist sehr schwer, weil der alle möglichen Zustände der Molekeln des Gases enthaltende Phasenraum, die Zellen dieses Phasenraumes oder die Anzahl aller möglichen stationären Zustände des Gases behufs der Berechnung der Zustandswahrscheinlichkeit bestimmt werden müssen. Deswegen müssen in erster Reihe die Strukturen der Molekeln bekannt sein.

In den folgenden Zeilen soll die aus der Rotation der zweiatomigen Gasmolekeln und den in diesen Molekeln bei hinreichend hoher Temperatur auftretenden Schwingungen herrührende Entropie: die Rotationsschwingungsentropie unter den folgenden Annahmen berechnet werden:

1. Die Atomkerne in den Molekeln des zweiatomigen Gases führen kleine harmonische Schwingungen aus. Die infolge der Zentrifugal- und Corioliskraft eintretenden Veränderungen der inneren Bewegung der Molekel werden außer acht gelassen.

2. Wir können mit einem Mittelwert der verschiedenen Trägheitsmomente der Molekeln rechnen.

3. Die Kohäsionskraft zwischen den Molekeln ist verschwindend klein.

4. Von den Veränderungen der Anordnungen der Elektronen in den Molekeln wird abgesehen. Das resultierende Impulsmoment der Elektronenbewegung ist sehr klein gegen das der Kernrotation. Die Molekel funktioniert also als ein Rotator um eine Äquatorachse.

5) Die angeregten Zustände der Molekeln kommen nicht in berücksichtigenswerter Häufigkeit vor.

§ 1. Stellen wir uns eine molare Menge des aus N gleichartigen Molekeln bestehenden zweiatomigen Gases mit der Energie E und der Temperatur T vor. Wir können die Entropie ohne Bestimmung der quantenmäßig möglichen Energiewerte aus der Boltzmann-Planckschen Gleichung: $S = k \ln W$ berechnen, wenn die makroskopische Zustandswahrscheinlichkeit W bekannt ist. Ein Zustand des Gases ist im makroskopischen Sinne mit den makroskopischen Zustandsvariablen (Volumen, Druck usw.) bestimmt und bei gegebenen makroskopischen Zustandsvariablen können sich die die einzelnen Molekeln bezeichnenden mikroskopischen Koordinaten unter bestimmten Bedingungen verändern. Die Wahrscheinlichkeit irgendeines Zustandes des Gases wird durch die Anzahl der Komplexionen angegeben und bei jeder Komplexion sind die Phasenpunkte in den Phasenräumen der einzelnen Molekeln von f Freiheitsgraden nach unserer Voraussetzung in bestimmten Zellen von der Größe h^f. Bei irgendeinem Zustand des zweiatomigen Gases kann die Anzahl aller möglichen Komplexionen so berechnet werden, daß, von einer bestimmten Komplexion ausgehend, wir das Produkt der Volumina der dieser Komplexion angehörigen Molekelzellen nehmen, dieses Produkt summieren wir bezüglich aller möglichen Komplexionen und bei jeder Molekel dividieren wir durch h^f, d. h. insgesamt durch h^{fN}. Die Zustandswahrscheinlichkeit kann auch so erklärt werden, daß der dem betreffenden Zustand entsprechende Raumteil im Phasenraum von $2fN$ Dimensionen des N Molekeln enthaltenden Gassystems in Zellen von der Größe h^{fN} geteilt wird; die Anzahl dieser Zellen gibt die Zustandswahrscheinlichkeit an[1]. Diese Erklärung der Zustandswahrscheinlichkeit stimmt mit der Tetrodeschen[2]) Definition überein. Bei Tetrode wird der fragliche Raumteil in Zellen von $2fN$ Dimensionen gleichen Volumens geteilt; das Volumen der Zellen der zweiatomigen Gase ist $z^{3N} z_1^{2N} h^{5N}$, z und z_1 sind Proportionalitätsfaktoren.

Die Zustandswahrscheinlichkeit des zweiatomigen Gases ist also:

$$W = \frac{1}{h^{fN} N!} \int\int\int \ldots dx_1\, dy_1\, dz_1 \ldots d\vartheta_1 d\varphi_1 \ldots dp_{x1}\, dp_{y1}\, dp_{z1} \ldots dp_{\vartheta 1} dp_{\varphi 1} \ldots, \qquad (1)$$

wo sich der Index 1 ... auf die Lagen- und Impulskoordinaten der Molekel 1 ... bezieht, die Integration ist über alle diejenigen Werte der Koordinaten zu erstrecken, welche dem gegebenen makroskopischen Zustand entsprechen. Bei jedem durch irgendein System der Koordinaten bestimmten Zustand können $N!$ verschiedene Phasenpunkte vorkommen, folglich müssen wir durch $N!$ dividieren.

§ 2. Die Rotations- und Schwingungsenergie, die Rotations- und Schwingungskoordinaten der Gasmolekeln ändern sich unabhängig von der Translationsenergie und den Translationskoordinaten. Die Rotationsschwingungsentropie kann also von dem den Translationskoordinaten angehörigen Teile unabhängig berechnet werden. Den auf die Rotationen und die Schwingungen der Molekeln bezüglichen Teil der Zustandswahrscheinlichkeit (1) bestimmen wir auf folgende Weise:

1) Vgl. M. Planck, Zeitschr. f. Physik **35**, 155, 1925.
2) H. Tetrode, Ann. d. Physik **38**, 434, 1912.

Legen wir den Koordinatenanfangspunkt in den Schwerpunkt der betrachteten Molekel. Seien die Polarkoordinaten und Massen der Atomkerne mit r_1, φ_1, ϑ_1, r_2, φ_2, ϑ_2 und m_1, m_2 bezeichnet. r_1, r_2 seien Vektoren. Die Energie der Molekel beträgt:

$$\varepsilon = \frac{m_1}{2}\left(\dot{r}_1^2 + r_1^2\dot{\vartheta}_1^2 + r_1^2\sin^2\vartheta_1\dot{\varphi}_1^2\right) + \frac{m_2}{2}\left(\dot{r}_2^2 + r_2^2\dot{\vartheta}_2^2 + r_2^2\sin^2\vartheta_2\dot{\varphi}_2^2\right) + u, \tag{2}$$

wo u die potentielle Energie der Molekel ist. Nach dem Schwerpunktsatze:

$$m_1 r_1 = -m_2 r_2 = \mu r, \tag{3}$$

worin μ die reduzierte Masse der beiden Atomkerne, r ihren gegenseitigen Abstand bedeutet und

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}, \quad r = r_1 - r_2. \tag{4}$$

In (2)

$$\varphi_1 = \varphi_2 + \pi = \varphi, \quad \vartheta_1 = \pi - \vartheta_2 = \vartheta \tag{5}$$

und statt r_1, r_2 auf Grund von (3) r eingesetzt, erhält man:

$$\varepsilon = \frac{\mu}{2}\left(\dot{r}^2 + r^2\dot{\vartheta}^2 + r^2\sin^2\vartheta\dot{\varphi}^2\right) + u. \tag{2a}$$

Die potentielle Energie kann so berechnet werden, als wären die Atomkerne durch quasielastische Kräfte aneinander gebunden. Die potentielle Energie der Atomkerne bzw. der Molekel ist:

$$u_1 = \frac{m_1(2\pi\nu)^2(r_1 - r_1^0)^2}{2}, \qquad u_2 = \frac{m_2(2\pi\nu)^2(r_2 - r_2^0)^2}{2} \tag{6}$$

bzw.

$$u = u_1 + u_2 = \frac{\mu(2\pi\nu)^2(r - r_0)^2}{2}, \tag{7}$$

wo r_1^0, r_2^0 bezw. r_0 den Normalabstand der beiden Atomkerne vom Schwerpunkt bzw. den Normalabstand der beiden Atomkerne bezeichnet, wenn sich die elektrostatischen Anziehungen und Abstoßungen zwischen Atomkernen und Elektronen das Gleichgewicht halten.

Die Energie der Molekel beträgt also auf Grund von (2a), (7):

$$\varepsilon = \frac{\mu}{2}\left|\dot{r}^2 + r^2\dot{\vartheta}^2 + r^2\sin^2\vartheta\dot{\varphi}^2 + (2\pi\nu)^2(r - r_0)^2\right|^2. \tag{2b}$$

In (2b) $r - r_0 = l$ eingesetzt (bei der Schwingungsenergie ist r_0 konstant), erhält man:

$$\varepsilon = \frac{\mu}{2}\left|\dot{l}^2 + (r_0 + l)^2\dot{\vartheta}^2 + (r_0 + l)^2\sin^2\vartheta\dot{\varphi}^2 + (2\pi\nu)^2 l^2\right|. \tag{2c}$$

§ 3. Auf Grund von (2c) kann die Rotation jeder Gasmolekel und die Schwingung ihrer Atome insgesamt als ein quasielastischer Oszillator von der Masse μ betrachtet werden in einem solchen Koordinatensystem, dessen Achsen mit den in § 2 an den Schwerpunkt der Molekel gebundenen Koordinatenachsen parallel sind. Die Gleichgewichtslage des quasielastischen Oszillators ist vom Koordinatenanfangspunkt im konstanten Abstand r_0, die Masse μ führt um diese Gleichgewichtslage, parallel den Schwingungen der Atomkerne quasielastische Schwingungen aus, andererseits dreht sich die Masse μ und der Abstand r_0, entsprechend der ursprünglichen Rotation der Atomkerne. Die Rotationsschwingungsentropie des zweiatomigen Gases gibt also die Entropie eines aus N solchen rotierenden und quasielastisch schwingenden Molekeln von der Masse μ zusammengesetzten Systems an.

Bei der Berechnung der Rotationsschwingungsentropie vernachlässigen wir die Änderungen der Trägheitsmomente der Molekeln von der Masse μ, wir rechnen mit einem Mittelwert der möglichen Trägheitsmomente. Die Energie des Gases ist also auf Grund von (2c) mit Einführung der Impulskoordinaten, $\bar{p}_\varphi = \frac{p_\varphi}{\sin\vartheta}$ gesetzt:

$$E_{rs} = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{N}\left|\frac{1}{J}\left(p_{\vartheta n}^2 + \bar{p}_{\varphi n}^2\right) + \frac{p_{ln}^2}{\mu} + \mu(2\pi\nu)^2 l_n^2\right|, \tag{8}$$

wo J das mittlere Trägheitsmoment einer Molekel um eine Äquatorachse bedeutet.

§ 4. Aus (1) ergibt sich der auf die Rotationen und die Schwingungen der Molekeln bezügliche folgende Teil der Zustandswahrscheinlichkeit:

$$W_{rs} = \frac{1}{h^{3N}}\int\int\int\cdots dl_1 d\vartheta_1 d\varphi_1 \cdots dp_{l_1} dp_{\vartheta_1} dp_{\varphi_1}\cdots, \tag{9}$$

wo der Index $1\cdots$ sich auf die $1\cdots$te Molekel bezieht; das Dividieren durch $N!$ tritt schon bei den Translationskoordinaten auf.

Die Wahrscheinlichkeit des Zustandes zwischen der Energie E und $E + \Delta E$ ist auf Grund von (9):

$$W_{rs} = \left(\frac{4\pi}{h^3}\right)^N\int\int\int\cdots dl_1\cdots dp_{l_1} dp_{\vartheta_1} d\bar{p}_{\varphi_1}\cdots, \tag{9a}$$

wo über alle Werte der Koordinaten l_1 bis $\bar{p}_{\varphi 3N}$

zu integrieren ist, die mit dem betreffenden makroskopischen Zustand verträglich sind. Folglich ist das Integral in (9a):

$$\iiint\cdots dl_1\cdots dp_{l_1}dp_{\varphi_1}dp_{\varphi_2}\cdots = \frac{\Delta V_r\,\Delta V_s}{\Delta E_r\,\Delta E_s}\Delta E_r\Delta E_s$$

$$= \frac{(2\pi)^N E_r^{N-1} J^N E_s^{N-1}\Delta E_r\Delta E_s}{(N-1)!\,(N-1)!\,\nu^N}, \qquad (10)$$

wobei V_r bzw. V_s das von der Energiefläche E_r bzw. E_s (Gl. (8)) abgeschlossene Kugel- bzw. Ellipsoidvolumen bezeichnet. Bei hoher Temperatur ist $E_r = E_s = RT$ (s. auch § 5), $\Delta E_r \Delta E_s$ kann gegen $E_r^{N-1}E_s^{N-1}$ vernachlässigt werden, die Rotationsschwingungsentropie ist also auf Grund (9a), (10), mit Vernachlässigung kleiner Faktoren:

$$S_{rs} = R\ln\frac{8\pi^2 e^2 J\,(kT)^2}{h^3\nu}. \qquad (10)$$

§ 5. Nach unseren Voraussetzungen ändern sich die Rotationsenergie und die Rotationskoordinaten der Molekeln unabhängig von der Schwingungsenergie und den Schwingungskoordinaten. Für die Rotationsentropie erhalten wir analog dem in § 4 verfolgten Verfahren:

$$S_r = R\ln\frac{8\pi^2 eJkT}{h^2}, \qquad (11)$$

übereinstimmend mit den für die zweiatomigen Gase von starren Molekeln ermittelten, bei hoher Temperatur gültigen Resultaten[1]).

Die aus (9) berechnete Schwingungsentropie bei hoher Temperatur:

$$S_s = R\ln\frac{ekT}{h\nu} \qquad (12)$$

stimmt mit demjenigen Entropiewert überein, der mit Einführung der reduzierten Masse für die Schwingungen des zweiatomigen Gases durch die Bestimmung der freien Energie:

$$F_s = -RT\ln\sum e^{-\frac{u_n}{kT}} \qquad (13)$$

gefolgert werden kann. Für die Schwingungsenergie ergibt sich:

$$E_s = RT. \qquad (14)$$

Ich will noch einmal betonen, daß meine Überlegungen nur unter den angegebenen Voraussetzungen (harmonische Schwingung, Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen Rotation und Oszillation usw.) gültig sind, welche den tatsächlichen Verhältnissen nicht in jeder Hinsicht entsprechen.

1) Siehe z. B. M. Planck, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **17**, 419, 1915.

(Eingegangen 6. Juli 1927.)

Die Abhängigkeit der Gesamtintensität der Röntgenstrahlung von der Stromstärke in der Röntgenröhre. I.

Von D. Nasledow und P. Scharawsky.

(Mit 10 Figuren.)

In mehreren vorhergehenden Arbeiten[1]) haben die Verfasser die Abhängigkeit der Intensität der Röntgenspektrallinien von der Anzahl der sie erzeugenden Kathodenelektronen, d. h. von der Stromstärke an der Röntgenröhre untersucht.

Es hat sich ergeben, daß die Intensität nur bis zu einem (für das gegebene Antikathodenelement) bestimmten Wert der Stromstärke proportional der letzteren zunimmt. Dann hört die Proportionalität auf, eine lineare Gesetzmäßigkeit bleibt aber gültig.

Von der Form:

$$J = KN$$

wo J die Intensität der Linie, N die Anzahl der Kathodenelektronen und K eine Konstante ist, geht also die Gesetzmäßigkeit zu der Form über:

$$J = K'N + A$$

wo K' und A Konstanten darstellen.

Nach unseren Untersuchungen entspricht der Übergangspunkt für *Cu* (29) 4 M.A. für *Mo* (42), *Pd* (46) und *Ag* (47) 6 M.A. Es wurden dabei die Linien $CuK\alpha$, $CuK\beta$, $MoK\alpha$, $MoK\beta$, $PdK\alpha$, $PdK\beta$ und $AgK\alpha$ untersucht. Für alle studierten Linien hatte das Gesetz die völlig gleiche Form. Es liegt nun nahe zu fragen, wie sich die Abhängigkeit der Intensität der Gesamtstrahlung der Röntgenröhre abhängig von der Stromstärke des die Röhre — bei bestimmter konstanten Spannung — durchfließenden Stromes gestalten wird. Diese Frage bildet den Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Trotz der Einfachheit der Frage sind darüber bis in die letzte Zeit nur äußerst wenige experimentelle Untersuchungen veröffentlicht worden. Darunter seien diejenigen von Dauvillier[2]) und Behnken[3]) erwähnt. Dauvillier untersuchte die Abhängigkeit der Gesamtintensität des kontinuierlichen Spektrums von der Stromstärke, wenn letztere sehr gering ist, namentlich nicht über 2 M.A. Behnken befaßte sich mit derselben Frage, er erstreckte aber seine Untersuchung bis 6 M.A. Die beiden genannten Forscher sind zu dem Schlusse gekommen, daß die Intensität der „weißen" Strahlung bei kon-

1) D. Nasledow u. P. Scharawsky, Zeitschr. f. Phys. **41**, 155, 1927.

2) R. Ledoux-Lebard et A. Dauvillier, La physique des Rayons X. S. 26, 1921.

3) Behnken, Zeitschr. f. Phys. **3**, 1920.

stanter Spannung streng proportional der Stromstärke ist. Bei verschiedenen theoretischen Ableitungen wurde ebenfalls immer das Vorhandensein einer solchen Proportionalität vorausgesetzt.

In unserer letzten Arbeit[1]) haben wir die Vermutung ausgesprochen, die Lage des Knickpunktes sei durch das Material der Antikathode bedingt. Dabei ist zu erwarten, daß der Knickpunkt für schwerere Elemente — beispielsweise für Wolfram — höher liegen muß, als für leichtere. In der vorliegenden Arbeit werden auch die Ergebnisse unserer Untersuchungen mit Wolfram mitgeteilt.

Apparatur.

Das ausführliche Schema der stromversorgenden Apparatur wurde in der vorhergehenden Mitteilung angegeben. Alle Meßeinrichtungen blieben ebenfalls dieselben, mit dem einzigen Unterschiede, daß die Ionisationskammer diesmal derart eingestellt wurde, daß ihre Achse mit der des Kollimators des Spektrometers zusammenfiel. Wir bedienten uns derselben Röhren mit *Cu*-, *Pd*- und *Ag*-Antikathoden, wie bei den vorhergehenden spektroskopischen Untersuchungen. Was *W* betrifft, wurde eine Röhre vom Coolidge-Typus der Firma General El. Comp. mit Metallradiator genommen.

Messungsresultate.

a) Untersuchung mit *Mo*.

Die Tabelle I enthält die Messungsresultate der Gesamtintensität der Röntgenstrahlung von Molybdän bei verschiedenen Stromstärken in der Röhre und bei 32 K.V. (max.). Die Konstanz der Spannnng wurde mittels einer Kugelfunkenstrecke kontrolliert. In dieser Tabelle werden die Zeiten angegeben, in denen das Blättchen des Wilsonschen Elektrometers eine bestimmte Anzahl der Skalenteile im Mikroskop passiert. Als Maß der Intensität wurde eine diesen Zeiten reziproke Größe: $100/t_0$ angenommen.

Tabelle I.

Gesamtintensität 32 K.V. (max.).

M.A.	t_1^s	t_2^s	t_3^s	t_4^s	t_5^s	t_6^s	t_0^s	$100/t_0^s$
3	72	69,2	68,8	70,2	—	—	70,1	1,43
4	52,6	54,4	54,4	54,0	53,6	—	53,8	1,86
5	44,0	42,4	43,5	42,7	43,5	—	43,2	2,31
6	36,3	36,7	36,1	36,3	—	—	36,4	2,75
7	32,3	32,8	32,5	32,8	33,2	31,7	32,6	3,07
8	29,2	28,2	28,7	29,2	30,0	29,7	29,2	3,42
9	26,0	25,2	26,0	26,3	26,2	—	25,9	3,86
10,2	22,8	23,3	23,4	23,2	23,2	—	23,2	4,31
12	19,8	20,1	20,8	20,2	19,8	—	20,1	4,98
13,8	18,2	18,0	17,0	19,0	19,2	18,6	18,3	5,46

Die Tabelle zeigt, daß die Abhängigkeit der Intensität von der Stromstärke graphisch dar. Das Proportionalitätsgesetz gilt ganz streng bis 6 M.A.

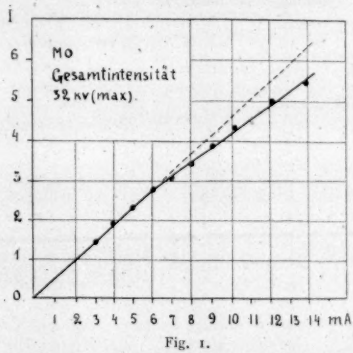


Fig. 1.

Bei 6 M.A. wird die Linie wie gebrochen, die lineare Abhängigkeit bleibt aber bestehen. Es liegt also dasselbe Bild vor, wie im Fall von einzelnen Spektrallinien.

In den Tabellen II, III und IV sind die Messungsergebnisse mit *Mo* bei 38 K.V. (max.), 51,5 K.V. (max.) und 58,5 K.V. (max.) angeführt.

Tabelle II.

Gesamtintensität 38 K.V. (max.).

M.A.	t_1^s	t_2^s	t_3^s	t_4^s	t_5^s	t_6^s	t_0^s	$100/t_0^s$
3	37,3	36,5	35,6	35,6	—	—	36,3	2,75
4	27,2	27,3	27,4	26,4	—	—	27,1	3,69
5	22,0	21,6	21,5	21,4	—	—	21,6	4,63
6	19,0	18,4	18,6	18,5	18,2	—	18,5	5,41
7	16,2	16,2	16,0	16,2	16,3	—	16,2	6,17
8	14,2	14,2	14,0	14,4	14,6	14,4	14,3	6,99
9	12,8	12,5	13,0	13,1	13,0	12,8	12,9	7,75
10,2	11,5	11,6	11,4	11,4	11,3	11,4	11,4	8,77
12	9,8	10,3	9,7	9,6	9,6	9,8	9,8	10,20
13,8	8,8	8,8	9,0	8,8	8,8	9,0	8,9	11,24

1) D. Nasledow u. P. Scharawsky, Zeitschr. f. Phys. **42**, 870, 1927.

Tabelle III.

Gesamtintensität 51,5 K.V. (max.).

M.A.	i_1^s	i_2^s	i_3^s	i_4^s	i_5^s	i_6^s	i_0^s	$100/i_0^s$
3	40,4	41,6	41,6	41,2	—	—	41,2	2,43
4	31,4	31,8	33,0	32,4	31,8	—	32,1	3,08
5	25,5	24,6	26,2	23,0	25,6	—	25,0	4,00
6	21,6	21,8	21,6	21,4	—	—	21,6	4,63
7	19,5	18,2	18,6	19,0	19,2	18,8	18,9	5,29
8	16,6	16,4	16,0	16,3	16,6	16,7	16,4	6,10
9	14,6	14,6	15,2	15,2	14,7	—	14,9	6,71
10,2	15,3	12,8	13,8	13,2	13,0	—	13,2	7,58
12	11,3	11,5	12,0	11,4	11,4	—	11,5	8,70
13,8	10,2	10,4	10,7	10,6	10,2	—	10,4	9,61

An den Fig. 2, 3 und 4 sind diese Resultate graphisch dargestellt. Die Kurven weisen denselben Charakter auf, der Knick liegt bei 6 M.A. Seine Lage ist unabhängig von der Spannung an der Röhre. Was den Winkel zwischen den beiden Abschnitten der Kurven betrifft, so wird er mit steigender Spannung an der Röhre immer kleiner, wie es leicht zu berechnen ist.

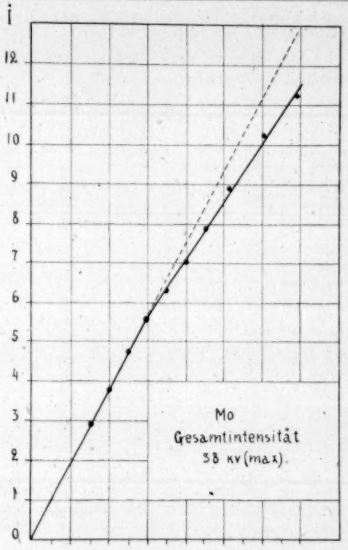


Fig. 2.

Tabelle IV.

Gesamtintensität 58,5 K.V. (max.).

M.A.	i_1^s	i_2^s	i_3^s	i_4^s	i_5^s	i_6^s	i_7^s	i_8^s	i_9^s	i_{10}^s	i_0^s	$100/i_0^s$
2	15,8	15,8	16,0	15,2	16,3	—	—	—	—	—	15,8	6,33
4	7,6	7,8	8,3	8,2	8,0	—	—	—	—	—	8,0	12,50
6	5,0	5,6	5,6	5,4	5,6	5,2	5,2	5,6	5,3	—	5,4	18,52
8	4,3	4,3	4,2	4,0	4,0	4,1	4,3	4,2	4,3	4,3	4,2	23,81
10	3,4	3,5	3,4	3,5	3,5	3,6	3,5	3,5	3,6	3,5	3,5	28,63
12	3,0	2,9	2,9	3,1	3,1	3,2	3,0	3,0	3,2	2,9	3,0	33,33

Tabelle V.

Gesamtintensität 32 K.V. (max.).

M.A.	i_1^s	i_2^s	i_3^s	i_4^s	i_5^s	i_0^s	$100/i_0^s$
3	63,2	61,4	58,2	56,0	—	59,7	1,68
4	41,5	41,2	41,2	41,2	—	41,3	2,42
5	34,2	33,8	33,4	33,0	33,8	33,6	2,98
6	28,2	28,6	28,6	28,0	—	28,4	3,52
7	25,4	25,6	24,8	24,8	24,6	25,0	4,00
8	22,5	21,6	22,4	22,0	21,6	22,0	4,55
9	19,5	20,0	19,8	19,4	20,0	19,7	5,08
10,2	17,6	18,0	17,6	17,6	18,2	17,8	5,62

Tabelle VI.

Gesamtintensität 38,5 K.V. (max.).

M.A.	i_1^s	i_2^s	i_3^s	i_4^s	i_5^s	i_0^s	$100/i_0^s$
3	32,0	32,0	31,7	31,8	—	31,9	3,13
4	22,9	22,7	23,2	22,7	—	22,9	4,37
5	18,4	18,2	18,0	18,2	18,3	18,2	5,49
6	15,0	15,4	15,2	15,4	15,4	15,3	6,54
7	13,8	13,2	13,4	13,2	13,2	13,4	7,40
8	12,2	12,2	11,8	12,4	11,8	12,1	8,26
9	10,7	10,8	10,6	10,5	10,7	10,7	9,35
10,2	9,6	9,6	9,4	9,6	9,7	9,6	10,42

b) Untersuchung mit *Pd*.

In den Tabellen V, VI und VII werden die Messungsresultate mit *Pd* angegeben.

Tabelle VII.

Gesamtintensität 59,5 K.V. (max.).

M.A.	i_1^s	i_2^s	i_3^s	i_4^s	i_5^s	i_0^s	$100\,i_0^s$
2	47,0	45,8	47,8	—	—	46,9	2,13
3	33,4	33,8	34,4	34,0	—	33,9	2,95
4	26,8	26,2	26,2	26,6	—	26,5	3,77
5	21,0	21,0	21,8	21,0	—	21,2	4,72
6	18,1	18,2	17,8	17,8	—	18,0	5,56
7	16,1	16,0	16,3	15,8	16,1	16,1	6,21
8	14,2	14,4	14,6	14,4	—	14,4	6,94
9	12,8	12,6	12,6	12,8	—	12,7	7,87
12	9,7	10,2	10,1	—	—	10,0	10,00

Die Fig. 5, 6 und 7 stellen die entsprechenden Kurven Gesamtintensität—Stromstärke dar. Der Knick entspricht (ähnlich wie bei *Mo*) 6 M.A.; seine Lage ist unabhängig von der Spannung,

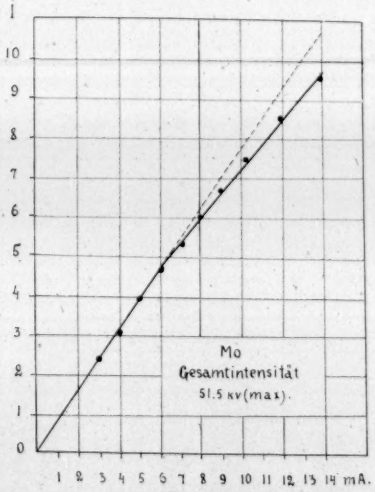


Fig. 3.

der Winkel nimmt mit steigender Spannung gesetzmäßig ab. Dasselbe ist früher im Fall von Spektrallinien der *K*-Serie von Palladium beobachtet worden.

c) Untersuchung mit *Ag*.

Mit *Ag* wurde nur eine Messungsreihe bei 52 K.V. (max.) ausgeführt. Tabelle VIII enthält die Resultate.

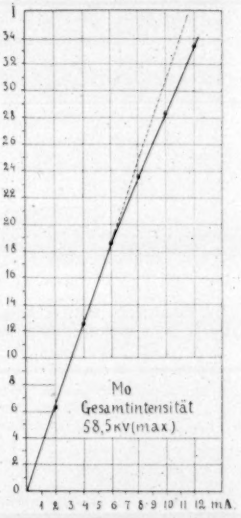


Fig. 4.

Die Änderung der Gesamtintensität von *Ag* mit der Stromstärke ist in der Fig. 8 dargestellt. Der Knick der Kurve findet ebenfalls bei 6 M.A. statt.

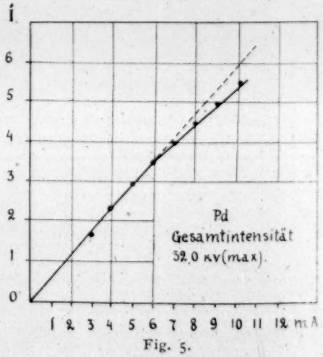


Fig. 5.

d) Untersuchung mit *W*.

Bei unseren früheren Untersuchungen hatten wir nicht die Möglichkeit die Strahlung von

Tabelle VIII.

Gesamtintensität 52 K.V. (max.).

M.A.	i_1^s	i_2^s	i_3^s	i_4^s	i_5^s	i_0^s	$100\, i_0^s$
2	42,0	41,4	—	—	—	41,7	2,40
3	27,4	26,8	27,8	27,2	—	27,3	3,66
4	20,6	21,4	21,0	20,5	—	20,9	4,78
5	16,8	16,8	17,2	16,8	—	16,9	5,92
6	13,8	14,4	14,3	14,0	—	14,1	7,09
7	12,3	12,0	12,4	12,4	—	12,3	8,13
8	10,9	10,7	10,7	10,5	10,8	10,7	9,35
9	9,8	9,8	9,6	9,6	9,8	9,7	10,31

Wolfram, dessen Atomnummer (74) derjenigen der oben behandelten Elemente bedeutend überlegen ist, zu studieren. Von unserem Standpunkte aus sind deswegen die Messungsergebnisse mit W von besonderem Interesse.

In den Tabellen IX und X sind die Messungsresultate mit W bei 30 K.V. (max.) und 40 K.V. (max) zusammengestellt worden.

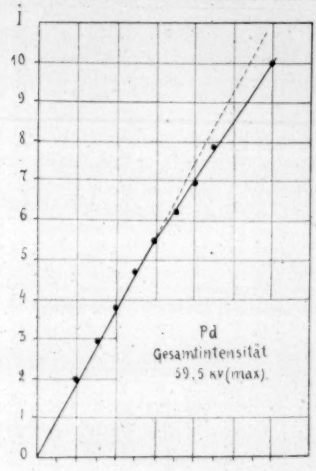


Fig. 7.

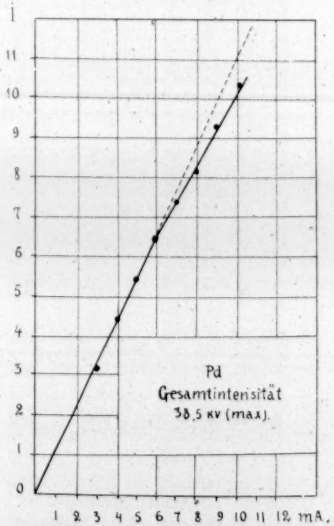


Fig. 6.

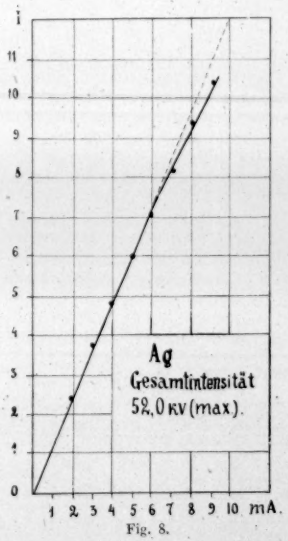


Fig. 8.

An den Fig. 9 und 10 werden diese Resultate graphisch dargestellt. Die Proportionalität besteht bis 8 M.A., dann hört sie auf, und die Punkte liegen etwas tiefer. Da ferner aus technischen Gründen nur wenige Punkte bestimmt wurden, läßt sich nichts Bestimmtes über die Form der weiteren Gesetzmäßigkeit sagen. Jedoch scheint auch hier eine lineare

Tabelle IX.

Gesamtintensität 30 K.V. (max.).

M.A.	i_1^{ε}	i_2^{ε}	i_3^{ε}	i_4^{ε}	i_5^{ε}	i_6^{ε}	$100/i_6^{\varepsilon}$
2	54.4	54.0	54.2	55.2	55.8	54.7	1,83
3	36.0	36.0	36,7	36,8	36,4	36.4	2,75
4	27,8	28,0	27,4	27,7	27,3	27,6	3,62
5	22,8	22,4	21,6	22,0	22,3	22,2	4,50
6	18,7	18,6	18,2	18,2	18,4	18,4	5.43
7	16.0	15,4	15,8	15,6	16,0	15,8	6,33
8	13.7	14,0	14,0	13,8	13,8	13,9	7,19
9	12,6	12,8	13,0	12,8	12,7	12,8	7,81
10,2	11.4	11,2	11.3	11.4	11,2	11,3	8,85

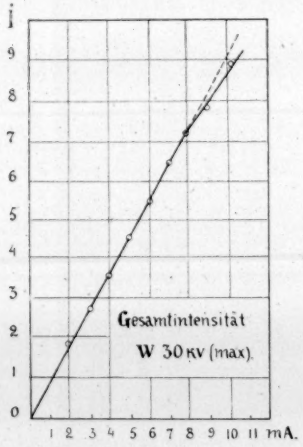


Fig. 9.

Tabelle X.

Gesamtintensität 40 K.V. (max.).

M.A.	i_1^{ε}	i_2^{ε}	i_3^{ε}	i_4^{ε}	i_5^{ε}	i_6^{ε}	$100/i_6^{\varepsilon}$
4	42,5	42,2	41,0	42,3	41,6	41,9	2.39
5	33.5	33.2	33.8	34.4	34,8	33.9	2.95
6	29,6	29,3	28,5	28.5	28,8	28,9	3.46
7	25,2	23,8	24.8	24.4	25,2	24,7	4,05
8	21,8	21,6	21.8	21.4	21,6	21,6	4.63
9	19,6	20,4	20.2	20,1	20,3	20,1	4,98
10.2	17,8	17,8	18.0	18,2	18.5	18,1	5,52

Gesetzmäßigkeit vorzuliegen. Die Abnahme des Bruchwinkels mit steigender Spannung ist sehr deutlich.

Wir stellen uns die Aufgabe, möglichst bald eine analoge Untersuchung an den L-Linien des Wolframs zu unternehmen.

Schlußfolgerungen.

Auf Grund der angeführten Messungen glauben wir uns zu den folgenden Schlüssen berechtigt:

1. Unter unseren Bedingungen nimmt die Gesamtintensität der Röntgenstrahlung nur bis zu einem bestimmten Werte der Stromstärke proportional der letzteren zu. Dann hört die Proportionalität auf, eine lineare Gesetzmäßigkeit bleibt aber bestehen.

2. Für *Mo*, *Pd* und *Ag* — Nachbarelemente im periodischen System — entspricht die Lage des Knicks 6 M.A.

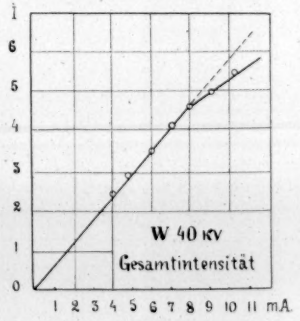


Fig. 10.

3. Für W, dessen Atomnummer hoch ist, liegt der Knick, wie es scheint, bei 8 M.A.

4. Die Lage des Knicks war unabhängig von der Spannung an der Röhre, obwohl die Spannung bei unseren Versuchen in sehr weiten Grenzen geändert wurde.

5. Der Bruchwinkel der Kurve nimmt in allen Fällen mit steigender Spannung ab. Bei sehr hohen Spannungen ist er wahrscheinlich ganz klein.

Kiew, Röntgen-Physikalisches Laboratorium des Röntgeninstituts, April 1927.

(Eingegangen 23. Mai 1927.)

Bemerkung über den Zusammenhang der spezifischen Strahlungsintensität mit der Strahlungsdichte.

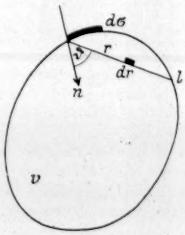
Von W. Alexandrow.

Zu den Betrachtungen über das vorstehende Thema, wie sie sich z. B. im bekannten Lehrbuch von Planck[1]) oder an anderen Orten vorfinden, möchte ich einige Bemerkungen hinzufügen, welche zeigen, daß hinter ihnen eine wohlbekannte Tatsache der Potentialtheorie steckt, nämlich der Flußsatz für den Vektor $-\operatorname{grad}\varphi$ mit $\varphi = \int \frac{1 \cdot dv}{r}$ (oder der Satz von Gauß:

$$-\int \frac{\partial \varphi}{\partial n} d\sigma = 4\pi \int 1 \cdot dv = 4\pi v).$$

Ich benutze die Bezeichnungen der erwähnten „Vorlesungen" von Planck. Es handelt sich zunächst um den Beweis des Hilfssatzes (siehe Figur):

$$\int d\sigma \int_0^l \cos\vartheta \, d\Omega = \int d\sigma \int_0^l \int dr \cos\vartheta \, d\Omega = 4\pi v.$$



Dies ist aber nichts anderes, als der Flußsatz. Denn man kann das letzte Integral auch so schreiben:

$$\int d\sigma \int_0^l \int \frac{\cos\vartheta}{r^2} \cdot r^2 d\Omega dr = \int d\sigma \int \left(-\operatorname{grad}_n \frac{1}{r}\right) dv$$

$$= -\int d\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial n} = 4\pi v.$$

(Hier hat φ die anfangs erwähnte Bedeutung.) Nun hat man für die Energiedichte (zunächst unter Annahme des räumlich konstanten K):

$$u \cdot v = \int K \cos\vartheta \, d\sigma d\Omega dt,$$

und wenn man $dt = \frac{dr}{q}$ setzt:

$$u \cdot v = K \int d\sigma \int_0^l \int \frac{dr}{q} \cos\vartheta \, d\Omega = \frac{K}{q} \, 4\pi v,$$

somit

$$u = \frac{4\pi K}{q}.$$

Wäre K nicht räumlich konstant, so hätte man nur die Potentialfunktion:

$$\varphi = \int \frac{K dv}{r}$$

zu betrachten und auf den Flußsatz in allgemeiner Form:

$$-\int \frac{\partial \varphi}{\partial n} d\sigma = 4\pi \int K dv$$

sich zu stützen, und man erhält so:

$$\int u dv = \frac{1}{q} \, 4\pi \int K dv,$$

woraus wieder die obige Beziehung folgt (durch Grenzübergang). Bei der gewöhnlichen Darstellung wird also die in dem (moderneren) Beweis des Flußsatzes vorkommende Vertauschung der Integrationen verschwiegen, woraus folgt, daß sie nicht korrekt sein kann. Daß bei der strengen Fassung der Grundbetrachtung der geometrischen Strahlungslehre die Potentialfunktion

$$\varphi = \int \frac{K dv}{r} \quad \left(\text{oder allgemeiner } \varphi = \int \left(\frac{K}{q}\right) \cdot \frac{dv}{r}\right)$$

eine Rolle spielt, dürfte noch nicht bemerkt worden sein. Die Strahlung erscheint so als Fluß des Gradienten dieser Potentialfunktion, was die Formel

$$u = 4\pi \left(\frac{K}{q}\right) \quad \left(\text{als } \operatorname{div}(-\operatorname{grad}\varphi) = 4\pi \cdot \frac{K}{q}\right)$$

ohne weiteres verständlich macht. Die vorstehende Betrachtung läßt sich auch ohne weiteres auf den Fall der Anisotropie der Strahlung verallgemeinern.

Zürich, 13. April 1927.

(Eingegangen 16. April 1927.)

1) M. Planck, „Wärmestrahlung" (J. A. Barth 1923, 5. Auflage) S. 22 u. 26.

Zur Methodik des Strömungspotentials.

Von H. Lachs und Joseph Biczyk.

1. Bekanntlich begegnet man bei der Messung von Strömungspotentialen beträchtlichen Schwierigkeiten. In den älteren Versuchen betragen die Abweichungen bis etwa 100 Proz. und mehr. Auch die darauf sich beziehenden Daten der neueren Literatur lassen in quantitativer Hinsicht zu wünschen übrig[1]). Im Anschluß an eine andere Arbeit haben wir die übliche Methode der Strömungspotentiale so verfeinert, daß wir zu Resultaten gelangten, die in verschiedenen Versuchen bis zu 5 Proz., und in derselben Versuchsreihe bis auf 1 Proz. übereinstimmten.

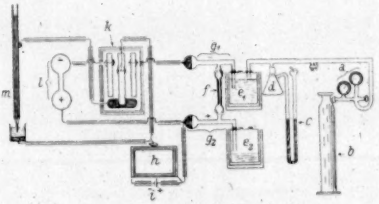


Fig. 1.

Erklärung zur Fig. 1.

a Reduzierventil; *b* Gasbehälter; *c* Quecksilbermanometer; *d* Sicherheitsflasche; e_1 u. e_2 Flüssigkeitsbehälter [ca. 1,2 Liter]; *f* Kapillare [Länge 10 cm, Durchmesser 0,026—0,032 cm]; g_1 u. g_2 Kalomelelektroden; *h* Walzbrücke; *i* Akkumulator; *k* Unterbrecher; *l* Normalelement, *m* Elektrometer.

2. Die Versuchsanordnung ist aus Fig. 1 ersichtlich. Die Flüssigkeit, wie Fig. 2 zeigt, wird unter dem Druck des in der Bombe enthaltenen reinen Stickstoffs durch die Kapillare durchgepreßt und die so entstandene Potentialdifferenz mittels des Kapillarelektrometers von Lippmann, das in Kompensationsschaltung stand, unter Benutzung von nichtpolarisierbaren Kalomelelektroden, gemessen. Jede Elektrode wurde so hergestellt, daß eine, an einem Ende erweiterte und mit Platindraht versehene Glasröhre (von 0,6 cm Durchmesser und 12 cm Länge), außer Quecksilber und 1 n-*KCl*-Lösung, mit Agar und der zu untersuchenden Lösung gefüllt wurde. Diese einfache Gestalt der Elektroden erwies sich zweckmäßiger als die bisher gebrauchten. Es wurde das Kapillarelektrometer von Lippmann in seiner ursprünglichen Form benutzt, die bekanntlich die Messung von Spannungen sogar von $2 \cdot 10^{-4}$ Volt ermöglicht. Sämtliche Leitungen wurden zweckmäßig in mit Paraffin gefüllten Metallröhren angebracht. Es wurden auch eine speziell konstruierte Walzenbrücke und ein Unterbrecher benutzt. Letzterer (Fig. 3) besteht aus einer Ebonitunterlage ($6 \times 3{,}5 \times 1{,}3$ cm), in der sich eine längliche, mit Quecksilber gefüllte Vertiefung (C_2) befindet, und bei l_1, l_2, l_3 aus drei Metallgabeln, in denen sich je ein Metallbalken vertikal bewegen kann. Im Ruhezustande werden die zwei seitlichen Balken durch Stahlfedern (*s*) hochgehalten, während der mittlere horizontal ruht und mit seinem Metallstift (k_2)

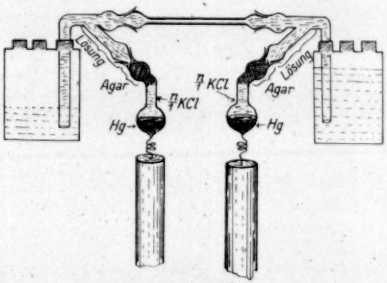


Fig. 2.

in Quecksilber taucht. Durch Aufdrücken eines der zwei seitlichen Balken (an ihren Ebonittastern [p_1 bzw. p_2]) wird der Metallstift (k_1 bzw. k_2) desselben in das Quecksilber versenkt, während gleichzeitig der Metallstift des mitteren Balkens aus dem Quecksilber gehoben wird. Diese entgegengesetzte Bewegung der Balken

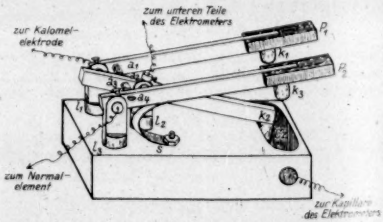


Fig. 3.

wird dadurch zustande gebracht, daß Ebonitstift a_1 (bzw. a_4) des seitlichen, auf Ebonitstift a_2 (bzw. a_3) des mittleren Balkens drückt. Durch diesen Unterbrecher wird die Zahl der unsicheren Kontakte verkleinert und Metallflächenkontakte

1) Siehe Sammelreferat v. M. v. Smoluchowski, Elektrische Endosmose und Strömungsströme, Graetz' Handb. d. Elektrizität u. d. Magnetismus, Bd. 2, S. 336; Freundlich u. Ettisch, Zeitschr. f. physik. Chem. 116, 401, 1925; Lachs u. Kronman, Bull. de l'Académie Polonaise des Sciences et des Lettres, A, 289, 1925, u. Roczniki Chemji, VI. 641, 1926.

gänzlich vermieden. Die kleinen Dimensionen des Unterbrechers erlauben es, ihn außerdem mit einem Metallgehäuse zu versehen. Andere Teile der Apparatur waren ebenfalls elektrostatisch gegen Kapazitätsänderungen geschützt.

Die Kapillaren, Röhren usw., waren ausschließlich aus Jenaer Glas 16^{III} hergestellt. Die Länge je einer Kapillare war 10 cm, ihr Durchmesser 0,026—0,042 cm. Die angeblasenen Schliffe paßten genau zur Apparatur, so daß jedes Anbringen von Fett entbehrlich war.

Die Umstände, unter denen die Erhaltung reproduzierbarer Werte zu erreichen war, wurden durch systematische Änderungen in der Vorbereitung der Kapillaren festgestellt. Spülung mit destilliertem Wasser allein führt nach unserer Erfahrung nicht zum Ziel. Die Behandlung mit einem Gemisch Bichromat + Schwefelsäure und dann mit Wasser veränderte den Wert des Strömungspotentials. Aufeinanderfolgende Messungen in Zeitabständen, welche Spülung mit der erwähnten Mischung und Wasser ermöglichen, ergeben voneinander weitabstehende Werte. Um die Abweichungsgrenzen zu beschränken, mußten in einer Reihe von Versuchen die entsprechenden Mengen der zur Reinigung verwendeten Flüssigkeit bestimmt werden. Schließlich wurde festgestellt, daß die Kapillare einen innerhalb 5 Proz. konstanten Wert erreicht, wenn sie mit einer Menge von ca. 0,6 ccm Chromsäuregemisch und 100 ccm Wasser behandelt, und dann mit Wasser gefüllt, auf 24 Stunden sich selbst überlassen wird. Es sei bemerkt, daß wenn z. B. vor dem Stehenlassen mit Wasser durch die Kapillare während einer längeren Zeit noch ein Wasserdampfstrahl von 100° C getrieben wird, das gemessene Strömungspotential anfänglich um ungefähr 20 Proz. höher sich erweist, nach einiger Zeit aber wieder den ursprünglichen konstanten Wert erreicht.

3. Die auf diesem Wege bei der Temperatur von 17—18° C erhaltenenen Resultate sind unten zusammengestellt, indem die Beziehung zwischen dem gemessenen Strömungspotential E und dem Druck P, unter dem eine $5 \cdot 10^{-4}$ Mol-Lösung von Chlorkalium durchgepreßt wurde, angegeben ist.

Tabelle I.

Die E/P-Werte für dieselbe Kapillare in verschiedenen Zeiten.

Datum	Druck in cm Hg	$\frac{E}{P}$ Millivolt / cm Hg	Datum	Druck in cm Hg	$\frac{E}{P}$ Millivolt / cm Hg
7. 5. 1926	78,5	10,4	13. 5. 1926	80,7	10,6
	43,5	10,3		41	10,8
	80,6	10,1		83	10,3
9. 5. 1926	77,8	10,5	16. 5. 1926	81,4	9,7 (?)
	43,5	10,4		42	10,1
	82,5	10,5		81,6	10,1
11. 5. 1926	79,4	10,6	20. 5. 1926	81	10,1
	44	10,6		41,2	10,5
	81,9	10,6		81,1	10,2

Tabelle II.

Die E/P-Werte für verschiedene Kapillaren.

Kapillare	Druck in cm Hg	$\frac{E\text{-Millivolt}}{P \text{ cm } Hg}$
Nr. 23	79,7	10,7
„ 23	59,6	10,8
„ 23	41,1	10,6
„ 30	79,4	10,3
„ 30	39,7	10,8
„ 30	60,1	10,6
„ 31	79,2	10,7
„ 31	43,3	10,8
„ 31	81,6	10,7
„ 33	80,5	10,1
„ 33	40,3	10,7
„ 33	82,9	10,4

Dieselbe Kapillare, vor jeder Messung, wie oben beschrieben behandelt, ergibt Werte von E/P (Tabelle I), die weitgehend übereinstimmen. Dasselbe gilt auch, wie wir sehen, für verschiedene Kapillaren (Tabelle II).

Es sei nebenbei bemerkt, daß die früher gemachte Beobachtung, daß eine, eine längere Zeit in Berührung mit der Flüssigkeit stehende Kapillare (aus gewöhnlichem sowohl als auch aus Jenaer Glas, und auch aus Quarz), immer kleinere Strömungspotentiale aufweist, hat sich auch hier, bei Benutzung von Kapillaren aus Jenaer Glas 16^{III}, wieder bewährt[1]).

4. Das Anstreben von reproduzierbaren Werten für die Strömungspotentiale wird unter

1) Lachs u. Kronman, l. c.

anderem durch die bekannte Beziehung [Helmholtz, Perrin]

$$\zeta = \frac{4 \cdot \pi \cdot \eta \cdot \varkappa \cdot E}{DP}$$

begründet, wo ζ das elektrokinetische Potential der elektrischen Doppelschicht an der Grenzfläche Glas—Flüssigkeit, η die innere Reibung, $\varkappa$ die elektrische Leitfähigkeit, und D die Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit bezeichnet. Für unseren Fall einer $5 \cdot 10^{-4}$ Mol-Lösung von KCl fanden wir für $\varkappa$ $18^0 = 66{,}75 \cdot 10^{-6}$ Ohm^{-1} und setzen $\eta = 0{,}01$ und $D = 81{,}1$; es ergibt sich daraus $\zeta = 79$ Millivolt.

Warschau, Ges. d. Wissenschaften, Abt. f. Kolloidchemie, und Freie Universität Polens, Lab. f. physikal. Chemie und Elektrochemie.

(Eingegangen 6. Juli 1927.)

BESPRECHUNGEN.

E. Gehrcke, Handbuch der Physikalischen Optik. Band I. 8°. 975 S. Mit 363 Abb. im Text. Leipzig, J. A. Barth. 1927. Geb. M. 84.—. (Subskr. M. 68.—.)

Bei der außerordentlichen Ausdehnung der Physik und ihrem leider mehr und mehr fortschreitenden Zerfall in eine Reihe von Spezialdisziplinen, an dem hinsichtlich des Tatsachenmaterials auch die großen zusammenfassenden theoretischen Gesichtspunkte wenig ändern können, war es ein vorzüglicher Gedanke des Verlages, eine Neuauflage des altbewährten Winkelmannschen Handbuches in einzelnen voneinander unabhängigen Teilen zu gestalten. Einer dieser Teile ist das vorliegende Handbuch der Physikalischen Optik, dessen erster Band nun abgeschlossen vorliegt, dessen zweiter Band — von dem bereits die erste Hälfte erschienen — in nächster Zeit zu erwarten ist. Die leidige Frage nach der Notwendigkeit einer Neuherausgabe überhaupt zu gleicher Zeit mit noch einer ganzen Reihe anderer Handbücher und handbuchartiger Lehrbücher der Physik möge hier unberührt bleiben; jedenfalls setzt das Werk die Tradition fort, die sich an den Namen „Winkelmanns Handbuch" für jeden Physiker knüpft.

Der erste Band behandelt im wesentlichen, wenn auch naturgemäß nicht in vollkommen scharfer Abtrennung, die Wellenoptik; jedoch mit Ausschluß der eigentlichen technisch-geometrischen Optik, die in einem „Handbuch der geometrischen Optik" (in demselben Verlag) bereits dargestellt worden ist. Er zerfällt in 20 Hauptabschnitte und gibt, da die einzelnen Abschnitte möglichst unabhängig voneinander ihre Themen behandeln, denkbar bequem die Möglichkeit, sich eine gewünschte Auskunft zu verschaffen.

Im ersten Abschnitt behandelt W. Dziobek die allgemeinen Grundlagen der Photometrie, woran sich im zweiten Abschnitt eine Besprechung der Methoden der Registerphotometrie von P. P. Koch schließt. Leider nur recht kurz sind besprochen die photographisch-spektralphotometrischen Methoden und vor allem die, allerdings noch im Anfang der Entwicklung stehenden Methoden der Ultravioletttphotometrie, wie sie namentlich zur Bewertung medizinischer Bestrahlungslampen u. dgl. für die Praxis bald von größter Bedeutung werden dürften. Die Geschwindigkeit des Lichtes wird von F. Auerbach im folgenden Abschnitt behandelt. Ob schon auch hier über die Relativitätstheorie und den damit zusammenhängenden Problemkreis etwas eingehender hätte abgehandelt werden sollen, mag dahingestellt bleiben; hingegen wäre eine eingehendere Behandlung der mit dem Begriff der Gruppengeschwindigkeit zusammenhängenden Fragen und eine Erwähnung der interessanten Arbeiten von Sommerfeld und Brillouin über die Fortpflanzung der Wellenfront in dispergierenden Körpern an dieser Stelle erwünscht gewesen. Ob sich diese Lücken in späteren Abschnitten dieses oder des zweiten Bandes noch schließen, ist bei dem Umfang des Werkes allerdings schwer zu sagen, da ein ausführliches Register erst am Ende des ganzen Werkes gegeben werden soll; hier und weiterhin mögen Hinweise auf derartige kleine Unvollkommenheiten also noch nicht absolut als berechtigt aufgefaßt werden. Weiterhin geben dann C. Pulfrich, F. Jentzsch und G. Jaeckel in den drei folgenden Abschnitten eine eingehende Übersicht über die Methoden zur Messung der Brechungsindizes, über die Brechungsindizes im allgemeinen und über die Brechungsindizes in physikalisch-chemischer Beziehung. Ein späterer Abschnitt von H. Falkenhagen über die Theorien der Dispersion und Absorption sei anschließend gleich hier genannt. Die Dioptrik in Medien mit kontinuierlich variablem Brechungsindex von R. Straubel leitet zu drei folgenden Abschnitten über, in denen A. Bemporad und F. Wünschmann die Strahlenbrechung und die Extinktion in der Erdatmosphäre sowie E. van Everdingen die Anomalien der terrestrischen Strahlenbrechung ausführlich schildern. Hier anschließend hätte vielleicht noch einiges aus der meteorologischen Optik und ein Hinweis auf manche astrophysikalischen Anwendungen (z. B. auf die Optik der Sonnenkorona) Platz finden können; denn diese Dinge sind schließlich physikalisch nicht weniger interessant, wenn auch vielleicht weniger von unmittelbar praktischer Bedeutung wie die Dioptrik der Erdatmosphäre. Sehr eingehend haben dann W. Feußner und L. Janicki die Interferenzerscheinungen behandelt. Anschließend gibt W. Kösters eine Übersicht über die Anwendung der Interferenzen zu Meßzwecken; nicht erwähnt ist hier z. B. die Doppelspaltmethode von Michelson zur Bestimmung kleinster astronomischer Winkel. Die Beugungserscheinungen (einschließlich der Beugung an Raumgittern) hat der nächste, wesentlich mathematisch orientierte Abschnitt von F. Möglich zum Inhalt, der sehr gründlich bis in die höchsten Höhen der Beugungstheorie führt. Die Theorien des Lichtes für durchsichtige ruhende Medien hat R. Gans auf wenigen Seiten zusammengefaßt. Seine Ausführungen werden ergänzt durch die Ausführungen von H. Schulz über den Übergang des Lichtes über die Grenze zweier Medien, durch einen Abschnitt von P. Drude und

A. Wetthauer über Doppelbrechung und einen von F. Möglich über die ponderomotorischen Wirkungen des Lichtes: nur recht kurz wird in letzterem eingegangen auf die Radiometereffekte. Ein Beitrag von H. Schulz über Polarisation und einer von K. Försterling über die Rotationspolarisation runden den Inhalt des Bandes ab.

Ein abschließendes Urteil über die Vollständigkeit des Inhalts, die bei einem Handbuch vielleicht das Wichtigste ist, wird sich, wie schon erwähnt, erst nach dem Erscheinen des zweiten Bandes gewinnen lassen. Jedenfalls aber ist bereits ein fast erdrückendes Material verarbeitet und man wird dem Herausgeber und den Mitarbeitern dafür nur dankbar sein können. Der Verlag hat für eine würdige Ausstattung Sorge getragen.

R. Seeliger.

H. Lorenz, Lehrbuch der Technischen Physik. 2. Aufl. 1. Band: 1. Teil: Techn. Mechanik starrer Gebilde; 2. Teil: Mechanik räumlicher Gebilde. Gr.-8°. VIII u. 294 S. Mit 144 Abb. im Text. Berlin, Julius Springer. 1926. Geb. M. 21.—.

Auch in dem nunmehr vorliegenden 2. Teil der Mechanik starrer Gebilde, der sich mit den räumlichen starren Systemen beschäftigt, fällt, wie schon bei der Besprechung des 1. Teiles erwähnt wurde, die große Fülle des gebotenen Stoffes auf. Der Verfasser scheut nicht vor langwierigen mathematischen Überlegungen zurück, wenn es gilt, eine wichtige Aufgabe der Dynamik in allen Einzelheiten wiederzugeben. Dabei geht er auf die neuesten Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Dynamik ein.

Die Einteilung in Kinematik, Statik und Dynamik ergibt sich von selbst. Die Kinematik wird von der Bewegung eines Punktes im Raum, auf einer festen Oberfläche und auf einer festen Kurve beginnend bis zur allgemeinen Bewegung des starren Körpers durchgeführt. In dem Abschnitt über die Statik räumlicher Gebilde ist das Gleichgewicht unter Berücksichtigung der Reibung besonders ausführlich behandelt. Das Eingehen auf das Gleichgewicht lockerer Massen mit Berücksichtigung der neuen Theorie von Schilling im Rahmen eines Lehrbuches der Technischen Mechanik verdient besonders hervorgehoben zu werden; denn die Anwendungen, z. B. auf die Druckverteilung in Getreidesilos, sind technisch von Bedeutung.

In dem Abschnitt über die Dynamik räumlicher Gebilde wird nach Aufstellung der Bewegungs- und Arbeitsgleichungen für ein allgemeines materielles System (Punkthaufen) der Massenausgleich 1. und 2. Ordnung mehrkurbliger Maschinen mit einem Beispiel behandelt. Die Berechnung der Schwung- und Schleudermomente starrer Körper führt auf die Dynamik der starren Körper. Hier ist das, wenn auch nur kurze, Eingehen auf die Auswuchtverfahren bemerkenswert. Eine Reihe wichtiger Aufgaben der höheren Dynamik, wie das Kegelfadenpendel, die Stabilität von Fahrzeugen und andere finden ihre Erledigung. Der Kreiselbewegung ist ein besonderer Abschnitt gewidmet, in dem die wichtigsten Anwendungen zur Sprache kommen. Es seien hier nur von technischen Anwendungen die Kollergänge, der Schlicksche Schiffskreisel und der Kreiselkompaß hervorgehoben.

Der letzte Abschnitt, der sich hauptsächlich an Physiker wendet, behandelt die Variationssätze der Mechanik, ferner die Methoden der statistischen Mechanik, sowie der Ähnlichkeitsmechanik.

Wer vor längeren mathematischen Entwicklungen nicht zurückscheut, wird beim Studium dieses Buches eine Fülle von Anregungen bekommen, so daß eine weite Verbreitung des Lehrbuches nur zu wünschen wäre.

L. Föppl.

O. Meißner, J. Picht und R. Berger, Seismometrische Beobachtungen in Potsdam in der Zeit vom 1. Januar 1919 bis 31. Dezember 1924. (Veröff. des Preuß. Geodät. Instituts. N. F. 96.) 44 S. Potsdam. 1926.

Es ist erfreulich, daß die Verff. sich die Mühe gemacht haben, die Aufzeichnungen der Erdbeben in den genannten 6 Jahren auszuwerten, obwohl der Zeitdienst nicht immer mit der wünschenswerten Genauigkeit arbeiten konnte, da trotzdem die relativen Zeiten der Einsätze, wie E. Kohlschütter mit Recht in der Einleitung hervorhebt, wertvolle Dienste bei Untersuchungen leisten können. O. Meißner, der mit dem Bericht für 1920 seine langjährige Tätigkeit am Geodätischen Institut abgeschlossen hat, während deren er in 17 fortlaufenden Jahrgängen etwa 2500 Bebenauswertungen und außerdem 46 Aufsätze seismologischen Inhalts veröffentlicht hat, benutzt diese Gelegenheit, um aus dem ganzen in Potsdam vorhandenen Material Mittelwerte der Geschwindigkeit v und des Extinktionkoeffizienten k der Hauptwellen zu berechnen. Er findet (ohne Berücksichtigung des durchlaufenen Untergrunds und der Perioden-Dispersion!) für Oberflächenwellen nach dem 1. Umlauf um die Erde $v = 3{,}76 + 0{,}04$ km/sec, $k = 0{,}000288 + 0{,}000008$, für den 2. Umlauf $v = 3{,}38 + 0{,}05$ km/sec, $k = 0{,}000255 + 0{,}000013$. Der Unterschied bei v dürfte dadurch entstanden sein, daß die schnelleren, langen Wellen beim 2. Umlauf zu klein sind, um bei der geringen Vergrößerung des Seismometers für lange Perioden noch beobachtbar zu sein.

Gutenberg.

W. Schweydar u. H. Reich, Künstliche elastische Bodenwellen als Hilfsmittel geologischer Forschung. (S.-A. a. Gerlands Beiträge zur Geophysik. XVII, 1). 8°. 57 S. Mit 4 Fig. u. 3 Tafeln. Leipzig, Akad. Verlagsgesellschaft m. b. H. 1927.

Die Untersuchungen der Verff., die bei künstlichen Sprengungen hervorgerufenen elastischen Wellen in einer horizontalen und einer vertikalen Komponente aufzuzeichnen, um daraus Schlüsse auf den Untergrund zu ziehen, führten zunächst zu dem überraschenden Ergebnis, daß die Wellen stets steil von unten ankommen, auch wenn bei Fehlen einer Schichtung, die von Einfluß hätte sein können, bei sehr kurzen Distanzen nach dem Brechungsgesetz für Longitudinalwellen ein ganz flacher Einfall zu erwarten gewesen wäre. Die Geschwindigkeit der Wellen ergab sich etwa aus der zu erwartenden Geschwindigkeit von Longitudinalwellen entsprechend in sandigen diluvialen Schichten zu 1,0 km/sec, in Kalkgesteinen des Muschelkalkes zu 4,3 km/sec und in Zechstein-Gips zu 3,5 km/sec. Transversalwellen kommen hiernach nicht in Frage. Die Verff. rechnen mit der Möglichkeit, daß es sich entweder um Komplikationen handelt, mit deren Auftreten in der Nähe des Erschütterungszentrums besonders in

anisotropen Medien zu rechnen ist, oder daß die alleroberste, lockere Schicht nicht mitschwingt, und Wellen zur Beobachtung gelangen, welche von der der Oberfläche nächst gelegenen harten Bodenschicht ausgehen. Im übrigen zeigen die Verff. an Hand von sehr schönen Kurvenreproduktionen und Bodenprofilen, daß man mit Hilfe von Sprengungen und den bei diesen gewonnenen Wellenaufzeichnungen auch bei recht komplizierten Unstetigkeitsflächen zu relativ genauen Ergebnissen über den Aufbau der obersten Schichten gelangen kann.

Gutenberg.

T. Levi-Civita u. Amaldi. Lezioni di meccanica razionale. II. Band. Dinamica dei sistemi con un numero finito di gradi di libertà 8^0. 1. Teil IX u. 526 S., 2. Teil VI u. 648 S. Bologna, N. Zachinelli. 1926 u. 1927. 1. Teil Lire 65, 2. Teil Lire 80.

Der erste Teil dieses Werkes wurde in dieser Zeitschr., 24. Jahrgang 1923, S. 427 besprochen und die dort gegebene Charakterisierung gilt auch für den vorliegenden, in zwei Teilen erschienenen II. Band. Der stattliche Umfang des zweiten Bandes rührt nicht nur von der Fülle des gebrachten Stoffes, sondern auch von der angenehm wirkenden behaglichen Darstellung und von der Sorgfalt, mit der bei den verschiedenen Diskussionen die Einzelfälle herausgearbeitet sind. Dabei verzichten die Verfasser ausdrücklich auf Entwicklungen, die nur mathematisches oder rein technisches Interesse haben. Besonders fiel mir auf, daß die Verfasser die mathematisch bedeutsame Arbeit von Sundmann über das Dreikörperproblem und die daran anschließende Arbeit von Levi-Civita in bedachter Selbstbeschränkung nur kurz erwähnen.

Die Stoffumgrenzung im allgemeinen ist durch den Titel des II. Bandes festgelegt: von einer gewissen Aktualität ist die Darstellung des Huygensschen Prinzips in Anschluß an die Theorie der kanonischen Systeme. Um von der Reichhaltigkeit des Gebotenen und den die Stoffauswahl bestimmenden Gesichtspunkten eine möglichst klare Vorstellung zu erwecken, stelle ich kurz den Inhalt des 50 Seiten umfassenden dritten Kapitels: „Die Elemente der Himmelsmechanik", wesentlich nach den Überschriften der einzelnen Paragraphen zusammen: Die dynamische Deutung der Keplerschen Gesetze. Das direkte Problem von Newton, — Kreisbahnen, degenerierte Bahnen, allgemeine Bahnen, Kriterien für die verschiedenen Fälle; der Keplersche Fall; das Zeitgesetz; die Keplersche Gleichung; Einsteinbahnen; Perihelbewegung des Merkur; das Bohrsche Atommodell —. Allgemeines Gravitationsgesetz. Kontrolle des allgemeinen Gravitationsgesetzes durch Folgerungen aus der ersten Annäherung — Gültigkeit der Keplerschen Gesetze in erster Annäherung für Planeten, für Satelliten in bezug auf den entsprechenden Planeten; astronomische Bestimmung des Verhältnisses der Masse eines Planeten, der einen Satelliten besitzt, zur Masse der Sonne; mittlere Dichte der Erde; Wert von g aus der Mondbewegung; Kometen —. Strenge Folgerungen aus dem Gravitationsgesetz, Zweikörperproblem; Problem von $n+1$ Körpern; elementare Bemerkungen über die Störungen; Bestimmungselemente einer elliptischen Bewegung, gestörte Bewegung; Methode der Variation der willkürlichen Konstanten. Wie an jedes Kapitel schließen sich auch an das Besprochene Übungsaufgaben an, deren Lösung zum Teil durchgeführt ist, während in anderen Fällen Literaturhinweise gegeben sind.

Man kann das Buch jedem, der Mechanik studieren oder seine Kenntnisse darin vertiefen will, auf das Wärmste empfehlen.

E. Hilb.

M. Lecat, Coup d'oeil sur la théorie des déterminants supérieurs dans son état actuel. 8^0. VIII u. 100 S. Brüssel, H. Lamertin. 1927. 16 Belgas.

Die Determinanten sind bekanntlich Funktionen von n^2 Elementen, die in n Zeilen und n Kolonnen geschrieben, also in ein Quadrat geordnet sind. Entsprechend werden die Elemente einer „höheren Determinante" in einen mehrdimensionalen Würfel geordnet. Ob diese Gebilde jemals für die Physik wesentlich werden, läßt sich nicht voraussagen; es genügt darum der kurze Hinweis auf das Buch, in dem sich weitere Literaturangaben finden.

E. Hilb.

A. Fraenkel, Zehn Vorlesungen über die Grundlegung der Mengenlehre. (Wissenschaft und Hypothese XXXI.) 8^0. X u. 182 S. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1927. Geb. M. 8.—.

Die Vorlesungen sind auf Einladung der Kieler Kant-Gesellschaft hin entstanden. Sie dringen in die Materie tiefer ein, als die in dieser Zeitschr. 25, 309, 1924 besprochene Einleitung in die Mengenlehre. Trotz der teilweisen Schwierigkeit der Materie ist die Darstellung leicht lesbar und jedem zu empfehlen, der sich auf bequeme Weise über die modernen Kämpfe um die Gewinnung sicherer Grundlagen der Mathematik orientieren will.

E. Hilb.

W. Volkmann, Die Linsenoptik in der Schule. Anleitung zu den Versuchen und zur rechnenden Behandlung. (Sonderheft 12 d. Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr.). 4^0. 104 S. Mit 85 Abb. Berlin, J. Springer. 1927. Geb. M. 7.50.

Es gibt kaum ein Gebiet der Physik, das in der Schule unter dem Einfluß einer allzu schematisierenden mathematischen Behandlung so bis zur Unrichtigkeit wirklichkeitsfremd behandelt werden kann wie das der Linsenoptik. Die vorliegende Schrift muß daher als wertvolles Hilfsmittel im Kampf gegen diesen Zustand begrüßt werden. Sie ist aus langjährigen Erfahrungen des Verfassers herausgewachsen und bietet vor allem für jene Lehrer eine Fülle von Anregungen, die das Verständnis der optischen Apparate und der Linsenfehler auf experimentell ermittelte Eigenschaften der Linsen und nicht die in der üblichen Behandlung sehr fragwürdige Linsenformel begründen wollen. Dieser Gesichtspunkt äußert sich schon in der Stoffanordnung. Im 1. Teil werden zunächst Versuche beschrieben,

die von der Wirkungsweise der Sammellinsen ausgehend die wichtigsten optischen Apparate (vom Auge und der Brille bis zum Bildwerfer) behandeln. Bemerkenswerterweise wird der Begriff des virtuellen Bildes bis zu dieser Stelle grundsätzlich vermieden. Der 2. Teil bringt die Linsenfehler und ihre Berichtigung oder doch die Andeutung des prinzipiellen Weges dazu. Dabei wird grundsätzlich die Beschränkung auf das paraxiale Gebiet vermieden. Der 3. Teil (rechnende Optik) stellt sich die Aufgabe, aus der Kenntnis des Brechungsgesetzes soviel zum Verständnis der Linsen herauszuholen, als es mit elementaren mathematischen Mitteln angeht. Das wichtigste Ergebnis dieses Abschnittes darf man wohl darin sehen, daß er eine scharfe Auseinandersetzung über den Geltungsbereich der „Linsenformel" gibt und eine Ahnung vermittelt von den beträchtlichen mathematischen Schwierigkeiten, welche die rechnende Optik zu überwinden hat um die Wirklichkeit zu meistern. In einem Anhang vertritt der Verfasser unter anderm in überzeugender Weise die Auffassung, daß seine Darstellung nicht nur den Vorzug hat eine bessere Kenntnis der Wirklichkeit zu vermitteln als die übliche Behandlung, zumal unsere Jugend auf diesem Gebiet eine ausgedehnte Erfahrung aus dem täglichen Leben mitbringt, sondern daß sie auch die Möglichkeit gewährt, dieses praktisch wichtige, aber an allgemein physikalischen Gedanken wenig ertragreiche Gebiet von der Oberstufe nach der Unterstufe des Physikunterrichts zu verlegen.

Die Darstellung ist breit und gibt reichlich praktische Winke. Fremdsprachliche Ausdrücke sind vielfach glücklich verdeutscht. Die Behandlung des Auges möchte man gern dahin erweitert sehen, daß sie das Vorhandensein des Glaskörpers berücksichtigt. — Die Ausstattung der trefflichen Schrift ist vorzüglich.

E. Nies.

H. Günther, Physik für Alle. II. Schall, Wärme, Licht. 8°. 327 S. Mit 357 Abb. i. Text u. 18 Bildnissen. Stuttgart, Dieck & Co. 1927. Geb. M. 16.—.

Wie die zahlreichen übrigen Bücher des fruchtbaren Verfassers zeigt auch das vorliegende eine leicht verständliche, anschauliche und unterhaltende Darstellung, die durch ein reiches Bildermaterial unterstützt, eine Unmenge von Tatsachen bringt. Dieser Vorzug ist zugleich sein Fehler, denn die Fülle von Einzelheiten hindert ein wirkliches tiefes Eingehen nach der gedanklichen Seite, und es fragt sich, ob das breite Publikum mit den theoretischen Teilen sehr viel anzufangen weiß. Originell und meist ebenso einfach als lehrreich sind die eingestreuten Freihandversuche. Der Grundton des Buches ist eine unbekümmerte Freude am eigenen Experiment einerseits, an den Errungenschaften der Technik andererseits, und selbst der naive Leser, an den sich das Buch wendet, wird ohne Frage eine Ahnung von den Mächten bekommen, die sich in der Entwicklung der Technik äußern. Aber auch der Schulmann wird das Buch zu nutzen wissen.

E. Nies.

G. v. Hevesy, Die seltenen Erden vom Standpunkte des Atombaues. (Struktur der Materie. V.) 8°. VIII u. 140 S. Mit 15 Abb. Berlin, J. Springer. 1927. Geh. M. 9.—, geb. M. 10.20.

Die ausgezeichnete Monographie des bekannten Verfassers bringt ein großes Tatsachenmaterial über diese wichtige Gruppe unter einheitliche Gesichtspunkte. Von den zwei Teilen: „Die seltenen Erden und die Atomtheorie" und „Die chemischen Eigenschaften und das Vorkommen der seltenen Erden" nimmt der letztere den größeren Raum ein. Den Physiker dürfte hauptsächlich der erste Teil interessieren, der in überaus klarer Weise die Stellung der seltenen Erden im periodischen System und ihre chemischen und Volum-Eigenschaften aus der Elektronenkonfiguration heraus diskutiert, natürlich auf der hier noch unentbehrlichen Bohrschen Grundlage. Im zweiten Teil ist neben dem rein Chemischen den physikalischen Methoden viel Raum gegeben, besonders hervorgehoben aber seien die Ausführungen der letzten Kapitel über Ionengröße, Polymorphie, Isomorphie und geochemische Verteilung der seltenen Erden, Fragen, die ja gerade an diesem Objekt erfolgreichste Bearbeitung erfahren haben. Für die Gleichmäßigkeit im Niveau des Ganzen wäre es vielleicht erwünscht, wenn hier die elementareren Grundlagen ähnlich ausführlich und ähnlich meisterhaft dargestellt würden, wie im ersten Teil.

Schwab.

R. J. Meyer, Deutsche Chemische Gesellschaft. Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. Bor, mitbearb. von H. Vermehren und F. Struwe. Gr. 8°. XIX u. 142 S. Mit 11 Fig. Leipzig u. Berlin, Verlag Chemie. 1926. M 17.—.

Der Band bildet eine konsequente Fortsetzung der hier und an anderen Stellen allgemein anerkannten Linie moderner Handbuchtechnik. Wieder fällt die Vollständigkeit und doch scharfe Kritik in der Wiedergabe insbesondere von physikalischen Größen ins Auge, hier besonders nötig, da vor Weintraub (1909) niemand reines Bor in Händen hatte. Erfreulich gründlich ist wieder die Zusammenstellung spektroskopischer Daten, auch der Atomgewichtswerte. Übrigens: Gehört die Wertigkeit zu den physikalischen Eigenschaften?

Ein neues und erfreuliches Prinzip ist eingeführt, dem man weiteren Ausbau wünschen muß: Die Härten des „Prinzips der letzten Stelle" werden gemildert durch zusammenfassende Kapitel, wie die über Boride, Borate, Perborate, Heteropolyborsäuren. Unschätzbare Übersichten für die vergleichende Forschung werden dadurch gegeben.

Schwab.

R. J. Meyer, Deutsche Chemische Gesellschaft. Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Auflage. Fluor, mitbearb. von Susanne Mugdan und Gertrud Wilcke. Gr. 8°. XVI u. 86 S. Mit 4 Fig. Leipzig u. Berlin, Verlag Chemie. 1926. M. 8.50.

Auch für diesen Band gilt alles über „Bor" Gesagte, was eine Empfehlung nicht nur für den Band, sondern auch für die Geschlossenheit des ganzen Werkes ist, in Anbetracht der verschiedenen Bearbeiter. Neben den physikalischen Eigenschaften sind hier besonders interessant und auch besonders ausführlich die

Abschnitte über Geschichte der Entdeckung sowie experimentelle Handhabung von Fluor und Fluorwasserstoff. Sehr wertvoll ist wieder die „Tabelle der komplexen Fluoride". Schwab.

Robert Schwarz, Anorganische Chemie. Gr. 8°. XI u. 139 S. Dresden u. Leipzig, Th. Steinkopff. 1927. Geh. M. 8.—, geb. M. 9.20.

Das Werk gehört der bekannten Reihe der „Wissenschaftlichen Forschungsberichte" an und behandelt die Fortschritte der anorganischen Chemie seit etwa 1914. Da die Grenzgebiete der anorganischen Chemie, die physikalische Chemie, Mineralogie, Kolloidchemie, Metallographie und Atomistik, in eigenen Bänden der gleichen Sammlung behandelt werden, konnte sich der Verfasser im wesentlichen auf die eigentliche anorganische Experimentalchemie beschränken. Bei aller Knappheit der Sprache ist der Bericht klar und kritisch abgefaßt und läßt keine wichtigen Arbeiten dieses Gebietes vermissen. Er ist vor allem ein ausgezeichneter Führer zur Originalliteratur; ein ausführliches Personen- und Sachverzeichnis ermöglicht rascheste Orientierung.

H. Wolff.

F. Hund, Linienspektren und periodisches System der Elemente. (Struktur der Materie Bd. IV). 8° IV und 221 S. Mit 43 Abb. u. 2 Zahlentafeln. Berlin, Julius Springer. 1927. Geh. M. 15.—, geb. M. 16.20.

Wenn man noch um das Jahr 1922 geglaubt hatte, die formalen Gesetze der Spektren durch einige wenige Begriffe wie Hauptserie, Nebenserie, Dublett usw. erfassen zu können, so hat die weitere Entwicklung gezeigt, daß man damit eigentlich nur die Spektren der Alkalien beherrschen kann. Denn schon bei den Erdalkalien zeigen sich in Gestalt der „gestrichenen" Terme, bei denen beide Valenzelektronen angehoben sind, neue Komplikationen und bei jedem Schritt, den man in das Dickicht der Spektren der Elemente mit mehreren Valenzelektronen tat, erkannte man, daß das Problem an Kompliziertheit alle Erwartungen übertraf. Und dennoch ist man durch die Arbeiten der letzten Jahre, an denen der Verf. in hervorragender Weise beteiligt ist, so weit gekommen, daß man das Spektrum irgendeines Elementes — mit Ausnahme der seltenen Erden und einiger anderer Stoffe — zum mindesten qualitativ verstehen, ja seine Grundzüge aus seiner Stellung im periodischen System vorhersagen kann. Dieses Verständnis ist aber nur möglich an Hand von Bildern über den Aufbau des betreffenden Elements. Wenn man auch die alten Bohrschen Ansätze wesentlich umgebildet hat (Quantenmechanik!), so bilden auch jetzt noch Modellansätze einen integrierenden Bestandteil der Atomtheorie. Um das Verständnis nicht unnötig zu erschweren, macht der Verf. indes von der Quantenmechanik wenig Gebrauch, sondern stellt zwischen die Unwirklichkeit des klassischen Modells und das wirkliche atomare System ein der Wirklichkeit nahekommendes Bild, das quantentheoretische Modell unter Betonung der Grenzen der Leistungsfähigkeit dieses Bildes. Mit seiner Hilfe werden zunächst die groben Züge der Spektren abgeleitet, die heute allgemein bekannt sind. Doch schon die Feinstruktur (z. B. das altbekannte Dublett des *Na*) erfordert zu seiner Deutung eine neue Hypothese: das mit Magnetismus begabte Kreiselelektron, das eine quantitative Theorie der Zeemaneffekte ermöglicht. Die eingangs erwähnten „gestrichenen" Terme der Erdalkalien führen zu der Erkenntnis, daß zur Charakterisierung eines bestimmten Atomzustands sehr oft die „Bahnen" mehrerer Elektronen angegeben werden müssen. Dies macht es erforderlich, die Russell-Saundersche Nomenklatur in der Weise zu erweitern, daß man vor die auf das gesamte Atom bezüglichen Symbole, die mit großen Buchstaben bezeichnet werden, in kleinen Buchstaben die auf die fraglichen Elektronen bezüglichen Symbole, setzt, also z. B. von einem $2p\,3d\ {}^1P_1$-Term spricht. Es wird nun dargelegt, wie man die zu einem System von n Elektronen gehörende Anzahl verschiedener Terme ermittelt. Das Paulische Äquivalenzprinzip wird als eigentliche Formel des periodischen Systems ausführlich erörtert. Zum Schluß werden die Spektren der einzelnen Elemente an Hand der gewonnenen Prinzipien durchgesprochen.

Der Verf. hat es verstanden, einen ungewöhnlich verwickelten Stoff, den er wie wenige beherrscht, in klarer, auch dem Fernerstehenden verständlicher Weise darzustellen, so daß das vortreffliche Buch bald jedem Spektroskopiker als Leitfaden dienen wird. Joos.

Handbuch der Experimentalphysik, herausgegeben von W. Wien und F. Harms. Bd. 21. 4°. XIII u. 562 S. Mit 164 Abbildg. Leipzig, Akad. Verlagsges. m. b. H. 1927. Geh. M. 47.—, geb. M. 49.—.

Es sind in diesem Bande des Wien-Harmsschen Handbuches drei Artikel über im wesentlichen spektroskopische Fragen vereinigt. G. Joos hat auf etwa 200 Seiten die „Anregung der Spektren", E. v. Angerer auf ungefähr demselben Raum die Apparate und Methoden der Spektroskopie und J. Stark auf rund 150 Seiten den Starkeffekt behandelt. Die Ausstattung ist vorzüglich, die Figuren sind durchweg klar und — wie besonders hervorgehoben sei — in den meisten Fällen nicht einfach den Originalarbeiten entnommen, sondern unter Hervorhebung des Wesentlichsten in angenehmer Weise schematisiert.

In dem Artikel von Joos wird die Anregung der Spektren im weiteren Sinn behandelt. Die Überschriften der vier Hauptabschnitte dürften den Umfang des Gebotenen am besten zeigen: 1. Die Bohrsche Theorie als Leitfaden der experimentellen Spektroskopie. 2. Quantitative Anregungsversuche. 3. Breite der Spektrallinien, Leuchtdauer der Atome und Lebenszeit angeregter Zustände, Veränderung der Lage der Linien. 4. Die gebräuchlichen Lichtquellen. Es ist wirklich eine durch nichts getrübte Freude, diesen Artikel zu lesen, in dem nicht nur das umfangreiche experimentelle Material fast lückenlos zu finden und kritisch diskutiert ist, sondern auch die gerade auf diesem Gebiet so fruchtbaren theoretischen Gesichtspunkte so geschickt und eben in dem Maß verarbeitet sind, wie es für ein Handbuch der Experimentalphysik zu wünschen ist; nicht so sehr die mathematische Form als vielmehr der physikalische Gehalt der Theorien wird in den Vordergrund gestellt und ermöglicht das Verständnis der Versuchsergebnisse. Der zweite Artikel von v. Angerer ist, wie dies in der Natur des Themas liegt und deshalb so sein mußte,

wesentlich nach der experimentell-technischen Seite hin orientiert. In seiner Art deshalb ebenso vorzüglich wie der erstgenannte, gibt er neben der Theorie und Praxis der Prismen-, der Gitter- und der Interferenzspektroskope in einem Abschnitt über die Methoden der Spektroskopie eine eingehende Übersicht über die Wellenlängenmessung, die Beobachtungsmethoden im allgemeinen und die Spektralphotometrie. Vor allem sind die zahlreichen praktischen Winke und Vorschriften zu erwähnen, die uns ein — man verzeihe dies Wort — mit allen Hunden gehetzter Experimentator offenbar zum großen Teil aus eigener Erfahrung mitteilt. Zu bedauern ist deshalb nur, daß nicht auch die quantitative Spektralanalyse in diesen Artikel aufgenommen werden konnte.

Im letzten Kapitel beschäftigt sich Stark sehr eingehend und einschließlich aller Folgerungen und Anwendungen mit dem nach ihm benannten Effekt der elektrischen Aufspaltung der Spektralfrequenzen. Es bedarf kaum der Erwähnung, daß die Behandlung der experimentellen Methoden, sowie die Diskussion und die Ordnung des weitläufigen und schwer zu übersehenden Versuchsmaterials beim Verfasser in den besten Händen lag. Daneben enthält der Artikel aber noch allzu ausführliche und oft recht subjektiv gefärbte Betrachtungen über theoretische Fragen, die zwar manche sicherlich interessante Gesichtspunkte enthalten, an dieser Stelle aber nicht angebracht sind. Trotz der schuldigen Achtung vor den vielen schönen Entdeckungen, die wir dem Verfasser verdanken, dürften sie wenig Zustimmung finden.

R. Seeliger.

E. Pascal, Repertorium der höheren Mathematik. 2., völlig umgearbeitete Auflage der deutschen Ausgabe. Herausgegeben von E. Salkowski und E. Timerding. 1. Bd.: Repertorium der höheren Analysis. Herausgegeben von E. Salkowski, 2. Teilband. Kl. 8°. XII u. 494 S. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1927. Geb. M. 18.—.

Pascals Repertorium stellt sich die Aufgabe, einen systematischen Überblick über die behandelten Gebiete zu vermitteln, ohne Beweise, aber mit eingehendem Nachweis der einschlägigen Literatur, Es will „dem Anfänger ein berufener Lehrmeister und dem Weiterstrebenden ein verständiger Führer sein". Um die hierzu nötige Durchdringung des ganzen Stoffes zu ermöglichen und den Studierenden auch bis an die Grenzen der modernen Forschung heranzuführen, sind die einzelnen Kapitel von verschiedenen Fachleuten bearbeitet. Der vorliegende zweite Teilband ist besonders auch für den Physiker von Interesse, wie aus nachstehendem Inhaltsverzeichnis ersichtlich ist:

Kap. X: Gewöhnliche Differentialgleichungen und Differenzengleichungen (A. Guldberg.)

Kap. XI: Partielle und totale Differentialgleichungen (A. Guldberg).

Kap. XII: Totale Differentialgleichungen und Differentialformen (E. Pascal).

Kap. XIII: Die Lehre von Transformationsgruppen (A. Guldberg und F. Engel).

Kap. XIV: Variationsrechnung (H. Hahn).

Kap. XV: Funktionentheorie (G. Doetsch).

Kap. XVI: Elliptische Funktionen und Integrale (E. Jahnke† und A. Barneck).

Kap. XVII: Algebraische Funktionen und ihre Integrale (Heinrich W. E. Jung).

Kap. XVIII: Die Thetafunktionen und die Abelschen Funktionen (Heinrich W. E. Jung).

Kap. XIX: Automorphe Funktionen unter Einschluß der elliptischen Modulfunktionen (R. Fricke).

Ein treffliches Nachschlagewerk, das dem Physiker, der sich über weitergehende mathematische Fragen orientieren will, nur angelegentlich empfohlen werden kann. — Übrigens ist ein abschließender 3. Teilband in Vorbereitung, der insbesondere auch die für den Physiker interessanten Kapitel über Differentialgleichungen ergänzen wird. Haupt.

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil 1: Differentialrechnung und Grundformeln der Integralrechnung nebst Anwendungen. 2. Aufl. Kl. 8°. VII u. 186 S. Mit 155 Fig. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner, 1927. Kart. M. 5.—.

Auch die zweite, jetzt vorliegende Auflage kann, wie seinerzeit die erste, dem Physiker zur Einführung nur empfohlen werden. Sie unterscheidet sich von der ersten durch mehrere Verbesserungen und Ergänzungen sowie einige neue Aufgaben. Haupt.

T. Bergeron und G. Swoboda, Wellen und Wirbel an einer quasistationären Grenzfläche über Europa. (Veröffentl. des Geophys. Inst. der Univ. Leipzig, 2. Serie, Band 3, Heft 2, S. 63—172.) Gr. 8°. Mit 19 Figuren im Text und 2 Tafeln. Leipzig, Geophys. Institut d. Univ. 1924. M. 4.50.

Die Polarfront- und Zyklonentheorie von Bjerknes hat zu einer Reihe weiterer Untersuchungen Veranlassung gegeben; wir erwähnen hier nur die Arbeiten über den Aufbau der Antizyklone, über primäre und sekundäre Druckwellen, die Äquatorialfront und das Wellenproblem der Atmosphäre. Freilich die einfachen schematischen Darstellungen, wie sie für Einführung einer neuen Theorie vielleicht notwendig sind, wurden in der Praxis fast nie vorgefunden; die heute vom Bergener Institut herausgegebenen täglichen Wetterkarten sind in ihrer Analyse reichlich kompliziert und stellen auch den Fachmann noch oft vor ungelöste Rätsel. Noch in allerjüngster Zeit sind von Exner begründete Bedenken gegen das Bestehen einer geschlossenen Polarfront ins Feld geführt worden; die Theorie über den Aufbau der Zyklonen ist heute wohl unumstritten, nicht dagegen die Anschauungen über die Zyklogenese; hier steht der Wellentheorie der Norweger die sogenannte Riegeltheorie der Wiener Schule noch vollkommen gleichwertig gegenüber.

Die vorliegende Arbeit von T. Bergeron und G. Swoboda soll eine Bestätigung der norwegischen Anschauungen bringen. Das gewählte Beispiel der Wetterepoche vom 9.—14. Oktober 1923 behandelt allerdings keinen einfachen, besonders typischen Fall, sondern eine ziemlich komplizierte Wetterlage, deren Diagnose, wie die Verfasser hervorheben, den meisten Wetter-

dienststellen erhebliche Schwierigkeiten gemacht hat. Die ganze Behandlung des außerordentlich reichhaltigen Materials, die Art und Weise der Darstellung, die eingehende Analyse muß für alle weiteren derartigen Untersuchungen geradezu als vorbildlich gelten und wird gegenüber den bisher üblichen Methoden besonders den Physiker vollauf befriedigen. Es wurde den Norwegern vielfach zum Vorwurf gemacht, daß sie in ihren Arbeiten die bisherige Literatur zu sehr vernachlässigt hätten; die vorliegende Abhandlung ist jedenfalls von diesem Vorwurf frei zu sprechen; es sind nicht nur umfassende Literaturangaben vorhanden, sondern es wurde auch in eine eingehende Diskussion derselben eingetreten.

Die Luftdruckverteilung des behandelten Falles zeigt fast geradlinige west-ostwärts gerichtete Isobaren mit einer Furche tiefen Druckes von Südisland bis nach Finnland etwa in der Höhe des 61. Breitengrades; nördlich der Furche Polarluft aus O_2 südlich ozeanische W-Strömung; 3 Zyklonen ziehen in der angegebenen Zeit den Südrand der Furche entlang von W nach O. Man wäre zunächst geneigt, die Erklärung der Witterungsvorgänge in diesen 3 Druckstörungen zu suchen. Es wird nun nachgewiesen, daß dieselben als abgehobene Warmluftkörper, eingebettet in Polarluft, sowohl rein dynamisch, wie auch hinsichtlich der Kondensationsgebiete vollkommen zurücktreten gegenüber der Hauptfront, welche viel weiter südlich etwa in 50 Grad nördlicher Breite verläuft. Nachdem bereits eingangs erstmals eine klare Definition der Polar- und Tropikluft auf Grund der typischen konkreten Eigenschaften gegeben wurde, wird gezeigt, daß die erwähnte Hauptfront die eigentliche Grenze zwischen den beiden Luftmassen bildet; da die Windrichtungen nördlich und südlich der Front im wesentlichen dieselben sind und nur in den Geschwindigkeiten Unterschiede auftreten, handelt es sich um eine Schleifzone, welche während 48 Stunden den Margulesschen Gleichgewichtsbedingungen genügt und als quasistationäre Grenzfläche bezeichnet wird. In der Tropikluft herrscht Horizontalisentropie, sie ist daher frontenfrei; die Polarluft dagegen besitzt geneigte Isentropenflächen, sie ist instabil geschichtet, in ihr treten Störungen auf. Im Bereiche unseres Kartenbildes von 70—40 Grad nördlicher Breite werden insgesamt 7 Temperaturzonen unterschieden, welche im wesentlichen mit 7 Witterungszonen zusammenfallen; die weitaus wichtigste ist die unmittelbar nördlich der Hauptfront gelegene isobarenparallele Landregenzone mit einer Längenausdehnung von 1700 km und einer Breite von 200 km.

Zwei voneinander wesentlich verschiedene Vorgänge an der quasistationären Grenzfläche werden eingehend untersucht, nämlich eine Wellenstörung *A* und eine Wirbelstörung *B*. Die Wellenstörung *A* wird zwar angeregt durch die zweite der bereits mehrfach erwähnten 3 Zyklonen, wandert aber als vollständig selbständiges Gebilde, unabhängig von Richtung und Geschwindigkeit der Mutterzyklone, parallel zur Hauptfront von W nach O, ohne dabei den Verlauf der Front selbst wesentlich zu ändern; es handelt sich lediglich um einen Stromlinienwirbel, ohne daß eine Wirbelung der Luftmassen selbst eintritt. Anders bei der Wirbelstörung *B*; auch sie empfängt ihren Anstoß durch die dritte der 3 Zyklonen; sie ist aber eine normale Zyklone im Sinne von Bjerknes, ihre Richtung ist nicht mehr parallel zur Hauptfront, sie hat eine Aufrollung derselben und damit das Ende des Gleichgewichtszustandes zur Folge. Zahlreiche, sehr instruktive Diagramme, welche nach W—O- und N—S_2- sowie Vertikalschnitten geordnet sind, geben einen lehrreichen Einblick in die Dynamik und die Energieverteilung der Wellenstörung *A*. Leider fehlt eine ebenso eingehende Analyse für die Wirbelstörung *B* und konnte vielleicht wegen Mangels an Höhenmaterial nicht gegeben werden. Es wird lediglich erwähnt, daß der Mutterzyklone eine ausschlaggebende Bedeutung zukommt, indem diese auf der Störungsrückseite genügend Kaltluftmengen, welche schließlich in den Nilmonsun einmünden, bereit stellt. Es fehlt mithin die gerade für die Zwecke der Prognose wichtige vollständige Lösung des Problems. Als Abschluß der Arbeit werden noch einige Analogiefälle gebracht. Peregrin Zistler.

Angebote.

Technische Staatslehranstalten zu Bremen

Zum 19. September 1927 wird für die **Höhere Maschinenbauschule** eine Lehrkraft mit abgeschlossener Hochschulbildung für den Unterricht in den Lehrfächern:

Experimentelle Elektrizitätslehre (Elektrophysik), Hochspannungstechnik und Laboratoriumsübungen

gesucht. Es wird Wert auf eine sehr gründliche wissenschaftliche Ausbildung gelegt. Bewerber mit Lehrerfahrungen werden bevorzugt.

Die Besoldung erfolgt nach der Gehaltsgruppe der bremischen Studienräte X—XII, Ortsklasse A. Bei Bewährung wird feste Anstellung in Aussicht genommen.

Bewerber um diese Stelle wollen ihre Gesuche unter Beifügung eines Lebenslaufes und beglaubigter Zeugnisabschriften bis zum 5. September d. J. an die Unterrichtskanzlei **Bremen** (Georgstr. 5) einreichen.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Karl Friedrich Bonhoeffer für Physik.

Ernannt: Professor Dr. Walter Hückel an der Universität Göttingen zum planmäßigen a. o. Professor der Chemie an der Universität Freiburg i. B., der Direktor des deutschen Forschungsinstituts für Textilindustrie Professor Dr. Paul Krais zum Honorarprofessor der Chemie an der Technischen Hochschule Dresden, der Privatdozent an der Universität Tübingen Dr. Erich Schönhardt zum a. o. Professor der Mathematik ebenda.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für angewandte Elektrotechnik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich Dr. W. Wyssling.

Gestorben: Der Vorstand des Instituts für Radiumkunde an der Bergakademie in Freiberg Professor Dr. Paul Ludewig, der Privatdozent für angewandte Physik und Meteorologie an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Wilhelm Milch.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.